TECHNIKA LOTNICZA

KWARTALNIK ZWIĄZKU POLSKICH INŻYNIERÓW I TECHNIKÓW LOTNICZYCH

(KOŁO LOTNICZE SIMP)

TREŚĆ ZESZYTU

ROK V — ZESZYT 2 (9) — CZERWIEC 1950

WYDAWANY NAKŁADEM NACZELNEJ ORGANIZACJI TECHNICZNEJ

Warunki ogłaszania prac w „Technice Lotniczej".

1. Redakcja „Techniki Lotniczej" przyjmuje do druku jedynie prace nigdzie przed tym nie drukowane.

2. Prace zgłaszane do „Techniki Lotniczej" powinny być wykończone pod względem układu treści i stylu, ponadto zgodne z pisownią Polskiej Akademii Umiejętności.

3. Do druku mogą być zgłaszane zarówno prace oryginalne, jak kompilacyjne oraz tłumaczenia ew. streszczenia najcenniejszych artykułów obcych, przy czym należy szczegółowo podać źródła, z których autor korzystał.

4. Redakcja zastrzega sobie prawo czynienia poprawek i skrótów w tekście z tym, że ważniejsze poprawki lub uzupełnienia zostaną uzgodnione z autorem.

5. Nadesłane artykuły kwalifikuje Komitet Redakcyjny T. L., który może zaprosić do współpracy wybranego przez siebie koreferenta, specjalistę danego działu.

6. Redakcja zastrzega sobie prawo do przerysowania lub przerobienia rysunków i wykresów, o ile będą one wykonane w sposób, nie nadający się do wykonania klisz.

7. Każdy nadesłany artykuł powinien być zaopatrzony w krótkie, nie przekraczające 15 wierszy streszczenie.

8. Prace należy nadsyłać pod adresem: Redakcja „Techniki Lotniczej", Warszawa, ul. Nowowiejska 24.

9. Redakcja nie odpowiada za poglądy wyrażone przez autorów.

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

TECHNIKA LOTNICZA

KWARTALNIK ZWIĄZKU POLSKICH INŻYNIERÓW I TECHNIKÓW LOTNICZYCH
(KOŁO LOTNICZE SIMP)

ROK V — ZESZYT 2(9) — CZERWIEC 1950 r.



XXIII MIĘDZYNARODOWE TARGI POZNAŃSKIE

W dniach *11* i *12* maja b. r. przedstawiciel Redakcji „Techniki Lotniczej" uczestniczył w urządzonej, przez Naczelną Organizację Techniczną wycieczce Prasy Technicznej na XXIII Międzynarodowe Targi Poznańskie w Poznaniu. Dobrą organizację, pieczołowitą opiekę oraz ciekawy zamierzony program należy zapisać na konto zasług NOT; inicjatywa organizowania zbiorowego udziału w tego rodzaju wycieczkach przedstawicieli wielu redakcji branżowych czasopism technicznych, wydawanych obecnie przez NOT, również zasługuje na poklask. z tym tylko warunkiem, że nie powinna ograniczać się do Targów Krajowych jedynie.

Jednakże o ile o wysiłku organizacyjnym NOT i jego wyniku można wypowiedzieć się jedynie w superlatywach, o tyle omawiając przyjęcie wycieczki przez Dyrekcję Targów Poznańskich trzeba wytknąć pewne niedociągnięcie, które — sądzimy — w przyszłości będzie usunięte. Mianowicie obsługa informacyjna zawiodła. Wyznaczone konferencje prasowe nie zostały właściwie przeprowadzone, przy czym podkreślić trzeba, że Referat Prasowy MTP nie był w ogóle przygotowany na przyjęcie redaktorów prasy naukowo-technicznej. Brak odpowiednio opracowanych materiałów informacyjnych, zawierających rzeczowe dane o sprzęcie wystawionym — spowodował wiele trudności przy właściwym ujęciu sprawozdania z MTP, zwłaszcza że na poszczególnych stoiskach również publikacji takich nie było. Uzyskiwanie ustnych wiadomości i danych, poza pochłanianiem znacznego czasu, nie dawało zbyt dobrych wyników — z punktu widzenia publicystyki — ponieważ nie można było doraźnie przewidzieć dokładnie o czym zbierać informacje, a co pominąć. Poruszamy tę sprawę dlatego, że przy dobrze zorganizowanej przez Dyrekcję MTP służbie informacyjnej dla prasy codziennej przeoczono rolę fachowej publicystyki, techniczno-naukowej, która w trudniejszej może formie ma do spełnienia podobną rolę na swoim odcinku działania.

Słowa krytyki wypowiadamy jedynie z myślą i w trosce o uzyskanie przez MTP w roku przyszłym osiągnięć wolnych od błędów tegorocznych.

×

Tegoroczne, XXIII Międzynarodowe Targi Poznańskie miały do spełnienia bardzo poważne zadanie. W kilka miesięcy po przedterminowym zakończeniu Trzyletniego Planu Odbudowy były one przeglądem dorobku gospodarczego Polski Ludowej. Jednocześnie zaś — w kilka miesięcy po rozpoczęciu realizowania Planu Sześcioletniego, planu rozbudowy potencjału gospodarczego Polski i przebudowy jej struktury gospodarczej były one przeglądem zgromadzonych narzędzi, którymi plan ten zostanie spełniony. Symbolem tego stał się, drobny kształtem, ale silny treścią — znaczek pamiątkowy z XXIII MTP. Napis: „Wykonamy plan 6-letni" wśród tłumnie zwiedzających Targi ludzi pracy stał się przyrzeczeniem i hasłem na najbliższy okres.

Zmieniony charakter MTP, które przeistoczyły się — niezależnie od utrzymania swej roli handlowej — w wystawę osiągnięć i zamierzeń — odpowiada usposobieniu i potrzebom ludzi Techniki. Konstruktor przybywający na Targi znajdował na nich materiały, o których często nie wiedział, że w Kraju produkujemy. Warsztatowiec mógł się również przekonać naocznie o nowych możliwościach zaopatrzenia, jakie stwarza nasz odradzający się przemysł obrabiarkowy i precyzyjny. Eksponaty poszczególnych gałęzi przemysłu rodzimego, pozwalały wszystkim fachowcom, na tle wystawców zagranicznych zorientować się o naszych osiągnięciach i możliwościach.

XXIII MTP zasadniczo nie zawierały materiału jaki — tylko (pozornie!) — interesować powinien inżynierów i techników lotniczych. Pomijając wystawiony szybowiec „Salamandrę“ oraz tablice objaśniające osiągnięcia lotnictwa na polu ochrony lasów w Polsce — nie było właściwie wystawy lotniczej. Jeżeli jednak spojrzymy na Lotnictwo jako na dziedzinę, której wymagania, potrzeby oraz zastosowania obejmują bardzo szeroki wachlarz zagadnień — to stwierdzimy, że dla ludzi Lotnictwa z tym nastawieniem Targi były ogromnym terenem nauki oraz doskonalenia. Wyszukiwanie pilnie potrzebnych materiałów czy narzędzi, przyrządów czy maszyn, konfrontacje pomiędzy wytworami krajowymi i zagranicznymi, porównanie możliwości zakupów — oto praca jaką wykonywali wysyłani przez instytucje badawczo-naukowe i przemysł pracownicy Lotnictwa.

Zamieszczony poniżej krótki przegląd pragnie zwrócić uwagę na niektóre zagadnienia, jakie zainteresować mogą techników i inżynierów lotniczych.

×

Dla zainteresowanych sprawami rozwoju lotnictwa godnymi uwagi na tegorocznych MTP były działy mogące dotyczyć wyposażenia wytwórni sprzętu lotniczego.

Polski Przemysł Obrabiarkowy wystawił szereg obrabiarek do metali typu ciężkiego i średniego. Wśród nich znajdują się nowe konstrukcje, dostosowane do pracy z dużą szybkością i wydajnością skrawania, jak np. frezarka pionowa do płaszczyzn pracująca przy *2500 obr/min* głowicy frezarskiej i głębokości skrawania *1,5 mm.* Związek Radziecki wystawił komplet obrabiarek typu ciężkiego. Obrabiarki te są konstrukcji nowoczesnej, wyposażone w urządzenia pomocnicze i pomiarowe według najnowszych wymagań techniki. Z ciekawych eksponatów należy wymienić: frezarko-wiertarko-wytaczarkę, uniwersalną maszynę warsztatową o wysokiej precyzji (dokładności do *1 mikrona*) przeznaczoną do dokładnego rozstawiania otworów i wykonywania w przyrządach i prototypach, z kontrolą optyczną pomiarów przesuwów; dalej dogładzarkę do wiórkowania kół zębatych, docieraczkę otworów cylindrycznych itp. Inni zagraniczni wystawcy zademonstrowali szereg nowoczesnych obrabiarek typu średniego. Obrabiarki wymienione powyżej nadają się zwłaszcza do wytwórni silników lotniczych.

Obrabiarek typu lekkiego — odpowiadających potrzebom wytwórni osprzętu lotniczego — Przemysł Krajowy nie wystawił. Natomiast na stoiskach wystawców zagranicznych (Czechosłowacja, Niemiecka Republika Demokratyczna, Szwajcaria, Italia, Francja) znajdowały się tokarki zegarmistrzowskie, małe półautomaty tokarskie, ciekawa szlifierka do otworów o powierzchni lustrzanej o maksymalnych obrotach wrzeciona *110.000 obr/min*, frezarka pantograficzna itp.

W dziale narzędzi do obróbki metali zaznaczył się wzrost ilości rodzajów narzędzi wykonywanych przez Przemysł Krajowy przy stosowaniu ostrzy z węglików spiekanych, ostrzy o ujemnych kątach natarcia itp. Najbogatszy asortyment narzędzi wystawił Związek Radziecki m. in. ciekawe frezy wykonane całkowicie z węglików spiekanych. Dużo nowoczesnych narzędzi znajdowało się na stoiskach Czechosłowacji, Niemiec i Szwecji.

Dział narzędzi pomiarowych wykonywanych w Kraju został wzbogacony nowymi okazami, jak mikromierze, aparaty do pomiaru twardości, młotki Poldi itp. W pawilonie radzieckim znajdował się bardzo bogaty i wysokowartościowy zestaw przyrządów pomiarowych pozwalający wyposażyć każdą najnowocześniejszą izbę pomiarową. Wśród tych przyrządów zwracały uwagę: duży uniwersalny laboratoryjny mikroskop pomiarowy, przyrządy do badania gładkości, widmograf kwarcowy, mikrofotometr, ewolwentomierz przeznaczony do sprawdzania prawidłowego zarysu zazębień ewolwentowych. Ciekawe eksponaty z tego działu wystawiono również na stoiskach Czechosłowacji, Szwecji, Francji, Holandii i Niemiec. Dział niemiecki, dużo obszerniejszy jak w ubiegłym roku, dał przegląd najnowocześniejszych przyrządów pomiarowych wysokiej klasy. Między innymi znana firma „Zeiss“ wystawiała optimetry, ultraoptimetr o dokładności pomiarów do *0,0002 mm*, mały mikroskop narzędziowy itp., firma „Askania“ pokazała m. in. urządzenie do automatycznego wyważania wirujących mas.

Wystawcy zagraniczni (zwłaszcza Szwajcaria) pokazali różnego rodzaju spawarki do oporowego spawania punktowego, liniowego i liniowo-punktowego. Na stoisku niemieckim zaciekawienie wzbudzał aparat „Arcatom“ do spawania elektrycznego w atmosferze wodoru, zwłaszcza, że w Kraju urządzeń takich jeszcze nie wyrabiamy.

Zwrócić trzeba szczególną uwagę natomiast na interesujący eksponat wystawiony przez Centralny Zarząd Technicznej Obsługi Rolnictwa, a mianowicie na kompletne urządzenie do metalizacji, w którym w bardzo prosty sposób rozwiązano zasadę samoczynnego podawania drutu, osiągając doskonałe wyniki warsztatowo-naprawcze.

R. B., S. S., S. M.

Dr MICHAŁ ŁUNC
Główny Instytut Lotnictwa

Aerodynamika molekularna

Sprzeczności aerodynamiki klasycznej (ośrodka ciągłego). Podstawy jakościowe teorii kinetycznej gazów. Poprawki konieczne do wprowadzenia w aerodynamice dla uwzględnienia nieciągłej struktury gazu. Wyprowadzenie równań ruchu aerodynamiki klasycznej wychodząc z elementarnej teorii kinetycznej. Nowy parametr podobieństwa.

Aerodynamika molekularna właściwa. — Opis ruchu gazów rozrzedzonych. Opór ciał ruchomych. Ruch ślizgający. Metody doświadczalne. Napęd jonowy i opis tunelu o napędzie jonowym. Możliwości lotu w jonosferze.

OKREŚLENIE AERODYNAMIKI KLASYCZNEJ

Aerodynamika klasyczna oparta jest na pojęciu ośrodka ciągłego. Głównym jej przedmiotem jest badanie zmian tego ośrodka pod wpływem sił zewnętrznych i wewnętrznych. Siły te można zasadniczo rozdzielić na siły objętościowe (przyciąganie ziemskie, siły powstające wskutek ściśliwości, lepkości, gradientów ciśnienia itd.) i na siły powierzchniowe (opór ciał sztywnych lub wiotkich, ciśnienie ścianek itd.). Niektóre z tych sił występują zawsze (ciężar, ciśnienie statyczne) inne powstają tylko wtedy, gdy ośrodek znajduje się w ruchu (opór, lepkość).

Ośrodek ciągły, w stanie spoczynku, posiada w aerodynamice klasycznej właściwości izotropii. Jego własności są więc określone przez pewną ilość wielkości skalarnych. Takimi wielkościami są: gęstość gazu, lepkość, temperatura, ciśnienie, prędkość rozchodzenia zakłóceń (prędkość dźwięku), ciepła właściwe przy stałym ciśnieniu i przy stałej objętości, przewodnictwo cieplne. Te różne wielkości nie wszystkie są niezależne pomiędzy sobą. Są one połączone przez pewną ilość *równań stanu*. Naprzykład dla gazów doskonałych istnieje proporcjonalność temperatury bezwzględnej do ilorazu ciśnienia i gęstości (równanie *Gay Lussaca)*. Lepkość, przewodnictwo cieplne i ciepło właściwe są również związane ze sobą równaniem stanu. Prócz tego lepkość może zależeć od temperatury, prędkość dźwięku jest proporcjonalną do pierwiastka z iloczynu temperatury i stosunku ciepł właściwych itd.

Gaz musi posiadać jeszcze inną bardzo ważną cechę — obecność w jego wnętrzu ciał stałych i ograniczenie go zewnętrznie przez ścianki ciał stałych nie powinny wpływać na jego własności fizyczne. Takie założenie może się wydawać zupełnie zbyteczne, ale jak to później zobaczymy w gazach rzeczywistych, nie zawsze jest ono spełnione.

Rozważając rozwój aerodynamiki z punktu widzenia historycznego, stwierdzimy, że podstawy na których ona się opiera stają się coraz bardziej skomplikowane.

W pierwszym swym okresie aerodynamika nie uwzględniała ani lepkości ani ściśliwości ośrodka. Później wprowadzono do równań lepkość, jeszcze później, gdy prędkości ruchu zaczęły się zbliżać lub przekraczać prędkość dźwięku, wprowadzono ściśliwość (a więc termodynamikę). Obecnie wprowadza się, coraz szerzej, przewodnictwo cieplne i zmienność lepkości. Ale samo pojęcie ośrodka ciągłego zostaje przez ten cały czas uważane jako nienaruszalne i to nie dlatego, że nie znamy rzeczywistego stanu gazów, a dlatego, że dopiero w ostatnim okresie zjawiła się potrzeba uwzględnienia jego istoty fizycznej.

PODSTAWY JAKOŚCIOWEJ TEORII KINETYCZNEJ GAZÓW I JEJ STOSUNEK DO AERODYNAMIKI

Teoria kinetyczna gazów powstała w połowie XIX stulecia, stworzona głównie przez *Clausiusa* i *Maxwella.* Jak wiadomo, przedstawia ona gaz w spoczynku pozornym, jako zespół molekuł poruszających się w sposób nieuporządkowany. Dla gazu w stanie spoczynku średnia wektorowa wartość prędkości molekuł jest równa zeru, zaś dla gazu w ruchu równa prędkości obserwowanej.

Rozróżniamy więc zasadniczo dwa rodzaje ruchów: ruch wewnętrzny — mikroskopowy i ruch zewnętrzny — makroskopowy (średni). Ten ostatni widzimy i odczuwamy bezpośrednio podczas gdy ruch wewnętrzny nie jest na oko widoczny i może być obserwowany jedynie pośrednio przez własności gazu. (Ruchy drobnych cząsteczek zawieszonych w gazie lub cieczy t. zw. ruchy *Browna*, mogą być uwidocznione przez ultramikroskop, ale samego ruchu molekuł gazowych dotychczas bezpośrednio nie spostrzeżono.)

Molekuła gazu może się składać z jednego lub kilku atomów. Atomy te są pomiędzy sobą powiązane w sposób mniej lub więcej sztywny. Gdybyśmy mogli spostrzec ruch molekuły, zobaczylibyśmy, że prócz ruchu postępowego posiadać ona może ruchy obrotowe i że atomy wchodzące w jej skład mogą prócz tego poruszać się jedne względem drugich. Atomy również nie są sztywne i wewnątrz każdego z nich istnieje ruch elektronów naokoło jąder, jak również i ruch elektronów naokoło całej molekuły. Elektrony te mogą zmieniać od czasu do czasu swój tor i nawet opuszczać molekułę. Molekuła może także ulec rozbiciu na kilka części. Wszystkie te ruchy i zmiany są określone jako ruch wewnętrzny gazu i energia tych ruchów stanowi energię wewnętrzną gazu. Miarą energii wewnętrznej gazu jest jego temperatura statyczna (temperatura mierzona w gazie, zewnętrznie nieruchomym).

Ruch wewnętrzny i zewnętrzny nie są wzajemnie niezależne. Energie tych ruchów mogą się wymieniać pomiędzy sobą. Wymiany te zachodzą zasadniczo przy zderzeniach dwóch molekuł lub uderzeniach molekuły o ściankę. Zderzenia molekuł nie należy pojmować dosłownie bowiem naokoło molekuły istnieją pola sił przyciągania mas i przyciągania albo odpychania ładunków

elektrycznych, „zderzenia“ mogą się odbywać w pewnej odległości (bez zetknięcia) i sprowadzają się do zmiany kierunku ruchu lub ilości energii kinetycznej i potencjalnej.

Widzimy, że wymiana energii wewnętrznej i zewnętrznej jest w sposób bardzo ścisły uzależniona od pól sił istniejących naokoło molekuł i od długości drogi, którą molekuła przelatuje pomiędzy dwoma zderzeniami („swobodna droga molekularna“).

Niech gaz posiada ruch zewnętrzny niejednostajny. Przypuśćmy, że pewna molekuła wylatuje po zderzeniu z obszaru o większej prędkości ruchu zewnętrznego, a następnie zderza się z inną molekułą w obszarze o mniejszej prędkości ruchu zewnętrznego.

Molekuła przenosi wtedy ze sobą z pierwszego obszaru do drugiego pewną ilość energii zewnętrznej i przyczynia się do tego, że prędkość zewnętrzna pierwszego obszaru zmniejszy się, a drugiego powiększy się. A więc ruch nieuporządkowany, wewnętrzny molekuł dąży do wyrównania ruchu uporządkowanego, zewnętrznego. Nie jest to nic innego jak działanie lepkości gazu. Lepkość powstaje więc wówczas gdy istnieją zderzenia międzymolekularne i wykazuje zdolność gazu do przenoszenia prędkości ruchu makroskopowego zewnętrznego od jednego punktu do drugiego. A więc w świetle teorii kinetycznej gazów można lepkość określić *współczynnikiem przewodnictwa ruchu.* (Oczywiście chodzi nam tu o ruch zewnętrzny.)

Ciecz „doskonała“ posiada więc współczynnik przewodnictwa ruchu równy zeru, a ciało sztywne nieskończenie wielki.

Jednocześnie z wyrównaniem ruchu zewnętrznego, następuje za pomocą tego samego mechanizmu zderzeń międzymolekularnych, wyrównanie energii ruchu wewnętrznego, a więc temperatury w różnych punktach ośrodka. Wyrównanie temperatury jest niczym innym jak przewodnictwem cieplnym. Współczynnik przewodnictwa cieplnego jest więc czymś zupełnie podobnym do współczynnika lepkości. Różnią się one tylko tym, że w przypadku przewodnictwa cieplnego chodzi o ruch wewnętrzny nieuporządkowany, a w przypadku lepkości o ruch uporządkowany i zewnętrzny.

Nie jest to oczywiście wyczerpujące, ponieważ energia wewnętrzna nie jest odosobnioną od energii zewnętrznej. Stąd trzeci współczynnik przewodnictwa, który w aerodynamice klasycznej nigdy nie był uwzględniony i który oddziaływuje na przebieg sprężenia jakiemu podlega gaz. Przy sprężeniu izotermicznym, zakłada się oczywiście, że współczynnik ten jest zerem, a przy sprężeniu adiabatycznym można go przyjąć równym jedności lub nieskończoności, zależnie od określenia.

Ruch wewnętrzny posiada trzy zasadnicze odmiany: ruch postępowy molekuł, ruch obrotowy molekuł i poruszanie się atomów wewnątrz molekuły (drgania, w pierwszym przybliżeniu harmoniczne). Istnieją tu również wymiany pomiędzy tymi różnymi rodzajami energii. Wymiany te są głównie spowodowane zderzeniami międzymolekularnymi i odbywają się z różną szybkością. Można je również określić przez trzy współczynniki przewodnictwa (lub wymiany), a mianowicie: współczynnik wymiany ruchu postępowego i obrotowego, współczynnik wymiany ruchu postępowego i drgań oraz współczynnik wymiany ruchu obrotowego i drgań.

Ruch postępowy posiada zawsze trzy składowe. Dla gazu w stanie zewnętrznego spoczynku wymiana ilości ruchu pomiędzy trzema składowymi ruchu wewnętrznego odbywa się w ten sam sposób. Jeżeli ruch zewnętrzny jest określony przez niejednostajne pole wektorowe prędkości, wówczas mogą powstać trzy różne współczynniki wymiany pomiędzy trzema składowymi ruchu postępowego. (Ta możliwość teoretyczna nigdy nie była doświadczalnie zbadana.) Ruch obrotowy może posiadać do 3 składowych. Stąd możliwe są teoretycznie inne współczynniki wymiany.

Równania wymiany (albo przenoszenia) zostały odkryte przez *Maxwella*, głównego twórcę teorii kinetycznej gazów. Udowodnił on, że jeżeli molekuły będą zastąpione przez punkty materialne (a więc nie posiadające żadnych wymiarów długości), teoria kinetyczna gazów pozwala wyprowadzić w sposób bardzo przejrzysty, równania cieczy doskonałej *Eulera.* Jednakże przyjmuje się przy tym założenie o małej prędkości zewnętrznej ośrodka gazowego, gdyż przy większych prędkościach zasada *Maxwella* o rozkładzie izotropowym prędkości ruchu wewnętrznego nie jest słuszna. (Gdy mówimy o prędkości zewnętrznej gazu, zawsze przypuszczamy, że chodzi o ruch inny niż przesuwanie całego gazu jako bryły.)

Wprowadzenie skończonych wymiarów molekuł, a więc skończonej swobodnej drogi molekularnej, wprowadza lepkość i wówczas równania wymiany *Maxwella* sprowadzają się natychmiast do równań *Stokes-Naviera.* W tym przypadku zaniedbuje się wszystkie ruchy wewnętrzne, prócz postępowego, zachowując jednocześnie założenie małych prędkości zewnętrznych.

Wreszcie wprowadzając ruch wewnętrzny obrotowy dochodzimy w ten sam sposób do równań cieczy ściśliwej usuwając jednocześnie ograniczenie, że prędkości zewnętrzne są małe.

Wyprowadzenie tych ostatnich równań polega również na zasadzie *Gibbsa*, która głosi, że energia wewnętrzna w każdym punkcie rozkłada się równomiernie pomiędzy wszystkimi istniejącymi stopniami swobody ruchu wewnętrznego i że w razie zakłócenia, wyrównanie wewnętrzne następuje natychmiast. Np. molekuły gazu jednoatomowego są sprowadzone do punktów materialnych i posiadają tylko trzy stopnie swobody (wszystkie trzy ruchu postępowego). Molekuły dwuatomowe sztywne sprowadzają się do zespołu dwóch punktów materialnych i prócz trzech składowych ruchu postępowego posiadają jeszcze dwie składowe ruchu obrotowego, a więc ogółem pięć stopni swobody. (Ruch obrotowy posiada tylko dwie składowe, dlatego, że elipsoida bezwładności tego układu jest zdegenerowana do okrągłej płytki płaskiej; długość osi odpowiadającej ruchowi obrotowemu naokoło linii łączącej środki dwóch atomów jest znikomo mała). Molekuły sztywne trójatomowe posiadają już sześć stopni swobody (trzy postępowe i trzy obrotowe). Każde drganie harmoniczne dwóch punktów daje nam jeszcze dwa stopnie swobody (jeden stopień na energię kinetyczną drgań, i jeden na energię potencjalną).

Mechanika kwantów częściowo zaprzecza zasadzie *Gibbsa.* Udowadnia ona, że przy niskich temperaturach cała energia wewnętrzna jest skupiona jedynie w ruchu postępowym i tylko przy wyższych temperaturach rozwija się energia ruchu obrotowego, zaś przy jeszcze

wyższych temperaturach powstają i rozwijają się drgania atomów. Prócz tego ruch obrotowy (a także i drgania) są skwantyfikowane (tzn., że tylko pewne poziomy energetyczne są możliwe). Duża ilość molekuł na jednostkę objętości powoduje, że gdy energie są większe i większa jest ilość możliwych poziomów energii, średnia energia wewnętrzna obrotowa na jednostkę objętościową jest prawie ciągła przy obserwacji makroskopowej. Stąd wynika możliwość stosowania zasady *Gibbsa* dla ruchów obrotowych przy „zwykłych" temperaturach.

Mechanika falowa daje nam dla możliwej energii wewnętrznej obrotowej ε wzór

$$\varepsilon = \frac{h^2}{8\pi^2 I} J(J+1)$$

gdzie h jest stałą *Plancka*, I momentem bezwładności molekuły względem pewnej osi. J liczbą całkowitą dodatnią albo O. Najmniejsza energia obrotowa, różna od zera, jest więc

$$\varepsilon_1 = \frac{h^2}{8\pi^2 I} \cdot 1(1+1) = \frac{h^2}{4\pi^2 I}$$

Wzór ten wskazuje, że ruch obrotowy jest niemożliwy, gdy ogólna energia molekuły jest mniejsza od ε_1. Gdy energia rośnie ponad ε_1 ruch obrotowy staje się możliwy, ale na początku z bardzo małym prawdopodobieństwem. Gdy energia rośnie mogą się zjawić nowe poziomy; a mianowicie:

$$\varepsilon_2 = \frac{h^2}{8\pi^2 I} \cdot 2(2+1) = \frac{3}{4}\frac{h^2}{\pi^2 I};$$

$$\varepsilon_3 = \frac{3}{2}\frac{h^2}{\pi^2 I} \quad i\,td.$$

Każdy z tych poziomów ($\varepsilon_0, \varepsilon_1, \ldots\ldots$) posiada pewne prawdopobieństwo istnienia ($u_0, u_1, \ldots\ldots$) i średnia energia ruchu obrotowego ε wyraża się przez wzór

$$\varepsilon = u_1\varepsilon_1 + u_2\varepsilon_2 + u_3\varepsilon_3 + \ldots\ldots + u_K\varepsilon_K$$

ε_k jest największą energią możliwą przy danej temperaturze.

Wzór ten wskazuje nam dlaczego przy zwykłych temperaturach molekuły jednoatomowe nie posiadają ruchu obrotowego (I jest bardzo małe, a więc ε_1 bardzo duże), dlaczego przy niskich temperaturach molekuły dwuatomowe nie posiadają żadnego ruchu obrotowego, zaś przy „zwykłych" temperaturach posiadają tylko dwie składowe (z powodu małej wartości I wzdłuż osi międzyatomowej), oraz dlaczego przy większych temperaturach nawet molekuły jednoatomowe mogą posiadać wszystkie sześć stopni swobody rozwinięte.

(Jako przykład przytoczymy, że dla wodoru pierwszy stopień swobody zjawia się przy temperaturze rzędu $50°K$).

Jeżeli ilość stopni swobody jest k, wówczas jak łatwo udowodnić, iloraz $\varkappa = c_p/c_v$ wyraża się wzorem

$$\varkappa = \frac{k+2}{k}$$

A więc przy „zwykłych" temperaturach dla gazu jednoatomowego mamy $\varkappa = 5/3$, dla gazu dwuatomowego $\varkappa = 7/5$, dla gazu o 3 i więcej atomach sztywnie związanych $\varkappa = 4/3$. Jednak jak to nam wskazuje wzór na ε przy dostatecznie niskich temperaturach wszystkie gazy posiadają $\varkappa = 7/5$, a przy dostatecznie wysokich $\varkappa \to 1$.

Przenosząc tę własność do równań ruchu, otrzymujemy bardzo poważne odchylenia od zasad aerodynamiki klasycznej (wyrażające się w zmienności $\varkappa$ w zależności nie tylko od energii wewnętrznej, ale i od energii zewnętrznej ruchu).

Największe odchylenia zajdą przy dużych prędkościach i oczywiście przy bardzo dużych i bardzo małych temperaturach. (Ten ostatni przypadek zdarza się przy tunelach z większą liczbą *Macha*).

Drugie odchylenie od zasady *Gibbsa* jest spowodowane przez ustrój wewnętrzny molekuł, a mianowicie przez różnowartościowość krętu (spinu) elektronów zewnętrznych. To odchylenie zostało teoretycznie i doświadczalnie stwierdzone na przykładzie wodoru. Znaleziono, że „zwykły" wodór jest w rzeczywistości mieszaniną parawodoru, posiadającego 2 elektrony zewnętrzne z jednakowym krętem i orthowodoru, o kręcie antysymetrycznym (odwróconym). Te dwa wodory znajdują się w równowadze statystycznej. Przy bardzo niskich temperaturach przeważa parawodór (przy $20°K$ zawartość orthowodoru po uzyskaniu równowagi jest mniejsza od 1%). Przy wysokich temperaturach przeważa orthowodór. Przy „zwykłych" temperaturach zawartość wodoru ortho jest $\sim 25\%$ i wodoru para $\sim 75\%$. Powrót do równowagi, w razie jej zakłócenia jest bardzo powolny (kilka lat przy zwykłej temperaturze i jeszcze dłużej przy niskiej temperaturze). Szczęśliwie okazało się, że można ustalenie równowagi znacznie przyśpieszyć przez katalizę na węglu drzewnym i w ten sposób otrzymano w pobliżu $20°K$ ($= -253°C$) parawodór w stanie prawie czystym. Ogrzewanie do $0°C$ nie zakłóca równowagi uzyskanej i to daje możliwość zbadania doświadczalnego własności cieplnych parawodoru, a przez porównanie ze zwykłym wodorem odnalezienie własności wodoru ortho. Własności te są bardzo różne (szczególnie przy temperaturach rzędu $-100°C$, przy których $\varkappa = 1{,}33$ dla parawodoru i $\varkappa = 1{,}59$ dla ortho). To co omówiliśmy dla wodoru ważne jest również i dla powietrza, z tą różnicą, że ilość odmian azotu i tlenu jest znacznie większa. Jeżeli więc z jakiegokolwiek powodu (a takie powody mogą istnieć np. w pobliżu ścianek w warstwie powierzchniowej) równowaga pomiędzy różnymi odmianami azotu i tlenu zostaje zakłócona, znajdziemy znów bardzo znaczne odchylenia od aerodynamiki klasycznej.

Prawo *Gibbsa* mówi dalej o natychmiastowym ustaleniu równowagi pomiędzy różnymi rozwiniętymi stopniami swobody energii wewnętrznej. Takie założenie sprowadza się do stwierdzenia, że współczynniki wymiany energii wewnętrznej są bardzo duże, a szczególnie współczynnik wymiany pomiędzy energią wewnętrzną ruchu postępowego i energią ruchu obrotowego. Współczynnik ten nie jest znany, ale w każdym razie napewno

nie jest nieskończenie wielki. W rzeczywistości, energia zewnętrzna makroskopowa przechodzi najpierw w energię wewnętrzną ruchu postępowego, która później wyrównywa się z energią ruchu obrotowego i wreszcie z energią drgań. A więc w zjawiskach szybkozmiennych, a takim jest np. fala uderzeniowa (okres czasu potrzebny dla przejścia molekuły powietrza przez falę uderzeniową przy liczbie *Macha* = *2*, przy ciśnieniu atmosferycznym i przy „zwykłej" temperaturze jest rzędu 10^{-9} sekund czyli 10^{-3} mikrosekund) wyrównanie energii ruchu obrotowego następuje za późno i molekuła zachowuje się najpierw jakgdyby była jednoatomową i posiadała $\varkappa = 1{,}67$. Znaczy to, że gdyby się udało zbadać doświadczalnie mikrostrukturę fali uderzeniowej to znaleziono by, że przedstawia się ona w postaci dwóch czy kilku fal, znajdujących się w małej odległości jedna od drugiej. Takie rozdwojenie, zupełnie sprzeczne z aerodynamiką klasyczną, jest bardzo podobne do rozdwojenia linii spektralnych w optyce fizycznej. Szczególnie ciekawe jest zagadnienie powstania fal uderzeniowych pomiędzy $M = 1$ a $M = 1{,}09$, przy którym gaz jednoatomowy znajduje się w dziedzinie poddźwiękowej, a gaz dwuatomowy (powietrze) znajduje się w zakresie naddźwiękowym. Prawdopodobnie fala jest wówczas w równowadze chwiejnej, a więc prawdopodobnie powstają wtedy drgania takiej fali z pewnym współczynnikiem tłumienia.

Mikrostruktura fal uderzeniowych wprowadza nową poprawkę do aerodynamiki klasycznej, która prawdopodobnie zostanie określona w przyszłości. Jak to wynika z poprzednich rozważań, najważniejsza dziedzina oddziaływania tego zjawiska znajdzie się w zakresie transsonicznym, pomiędzy $M = 1$ i $M = 1{,}10$.

Zanim przejdziemy do dalszego ciągu, musimy przypomnieć, w skrócie, podstawowe pojęcia teorii kinetycznej gazów *Maxwella*, potrzebny dla lepszego zrozumienia tego artykułu.

ROZKŁAD PRĘDKOŚCI

Niech (u_0, v_0, w_0) wyraża prędkość ruchu zewnętrznego gazu w pewnym punkcie przestrzeni (a więc prędkość zwykle rozpatrywaną w aerodynamice klasycznej).

Niech (U, V, W) będzie rzeczywistą prędkością pewnej molekuły w tym samym punkcie (a więc sumą prędkości ruchu zewnętrznego i wewnętrznego).

Prędkość ruchu wewnętrznego (u, v, w), wyraża się oczywiście przez

$$(u, v, w) = (U-u_0, V-v_0, W-w_0) \qquad (1)$$

Niech N wyraża ilość molekuł na cm³ gazu. T — statyczną temperaturę gazu (w skali bezwzględnej), R — stałą uniwersalną gazów, M — masę molową.

Wówczas średnia ilość dN molekuł na cm³, posiadających prędkości (U, V, W) zawarte pomiędzy $(U, U + dU)$, $(V, V + dV)$, $(W, W + dW)$ wyraża się przez wzór zasadniczy

$$dN = f(U,V,W)\, dU dV dW = \qquad (2)$$

$$= N\left(\frac{M}{2\pi RT}\right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{M}{2RT}\left[(U-u_0)^2+(V-v_0)^2+(W-w_0)^2\right]} \cdot dU\,dV\,dW$$

Funkcja f nazywana jest funkcją *Maxwella.*

Zamiast wzoru *(2)* używa się często nieco innego wyrażenia, z którego można obliczyć ilość dn molekuł, dla których wartość $c = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$ prędkości wewnętrznej zawarta jest w odcinku $(c, c + dc)$. Wówczas

$$dn = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\, N \cdot \left(\frac{M}{RT}\right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{M}{2RT}c^2} \cdot c^2\, dc \qquad (2^1)$$

WARTOŚCI ŚREDNIE

Niech g przedstawia jakąkolwiek wielkość związaną z molekułą.

Wówczas średnia wartość wielkości g jest oznaczana przez $\overline{g}$ i określona przez wzór

$$\overline{g} = \frac{1}{N}\iiint g \cdot f\,(U,V,W)\, dU dV dW, \qquad (3)$$

Całka rozciąga się na wszystkie możliwe wartości (U, V, W).

Ze wzoru *(3)* wynika bezpośrednio, że

$$(\overline{U}, \overline{V}, \overline{W}) = (u_0, v_0, w_0) \qquad (4)$$

jeżeli $\overline{N} = N$

Bardzo ważną jest średnia wartość kwadratu prędkości ruchu wewnętrznego $\overline{c^2}$, którą oznaczamy przez Ω^2.

Mamy więc, jak to łatwo sprawdzić

$$\Omega^2 = \overline{c^2} = \frac{3RT}{M} \qquad (5)$$

Średnia energia kinetyczna ruchu postępowego wewnętrznego, odniesiona do masy molowej M jest oczywiście

$$\frac{M\Omega^2}{2} = \frac{3}{2} RT \qquad (6)$$

Ważne są również średnie wartości prędkości wewnętrznej $[\overline{c}]$ i wartość najbardziej prawdopodobnej prędkości wewnętrznej ω. Znajdujemy je przez całkowanie

$$[\overline{c}] = \sqrt{\frac{8}{3\pi}}\,\Omega = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \qquad (7)$$

$$\text{i} \quad \omega = \sqrt{\frac{2}{3}}\,\Omega = \sqrt{\frac{2RT}{M}}. \qquad (8)$$

Pomiędzy prędkością dźwięku a i wielkościami Ω, ω i $[\overline{c}]$ zachodzą proste zależności:

$$a=\sqrt{\frac{\varkappa}{3}}\,\Omega=\sqrt{\frac{\varkappa}{2}}\,\omega=\sqrt{\frac{\pi\varkappa}{8}}\,|\bar{c}|=\sqrt{\frac{\varkappa RT}{M}} \qquad (9)$$

W poniższej tabelce podajemy wartości Ω i $|\bar{c}|$ dla niektórych gazów przy *15° C*.

Gaz	Ω *(cm/sek)*	$|\bar{c}|$ *(cm/sek)*
H_2	*18,9 . 10*[4]	*17,4 . 10*[4]
He	*13,4*	*12,3*
N_2	*5,07*	*4,67*
O_2	*4,74*	*4,37*
Powietrze	*4,98*	*4,59*
Elektrony	*114,4*	*105,4*

CIŚNIENIE GAZU.

Wyobraźmy sobie ściankę idealnie elastyczną, od której molekuły gazowe odbijają się jak piłki (kąt odbicia równy kątowi uderzenia oraz zachowanie wartości skalarnej prędkości po odbiciu). Każda molekuła, przy spotkaniu ze ścianką, nadaje jej pewien impuls, a przy odbiciu odbiera taki sam impuls, ale w kierunku tworzącym kąt przeciwny z normalną do ścianki. Jeżeli przypuścimy, że ścianka jest prostopadła do osi x, impuls oddany będzie mU, a odebrany — mU, gdzie m masa molekuły. A więc zmiana impulsu przy spotkaniu wyniesie $2mU$, przy czym ażeby spotkanie mogło się odbyć niezbędne jest rozważanie tylko wartości dodatnich U. Weźmy *1 cm*² ścianki i obliczmy impuls oddany w ciągu *1 sek* tej powierzchni. Obliczenia te są bardzo proste w przypadku gazu zewnętrznie nieruchomego. Znajdujemy wówczas dla ciśnienia p (które jest oczywiście równe obliczonej zmianie impulsu w ciągu *1 sek*) wzór podstawowy

$$p=\frac{\rho\,\Omega^2}{3} \qquad (10)$$

gdzie $\rho = Nm$ jest gęstością gazu. Podstawiając a ze wzoru *(9)* na miejsce Ω znajdziemy równanie stanu gazu doskonałego:

$$p=\frac{\rho\,a^2}{\varkappa} \qquad (10')$$

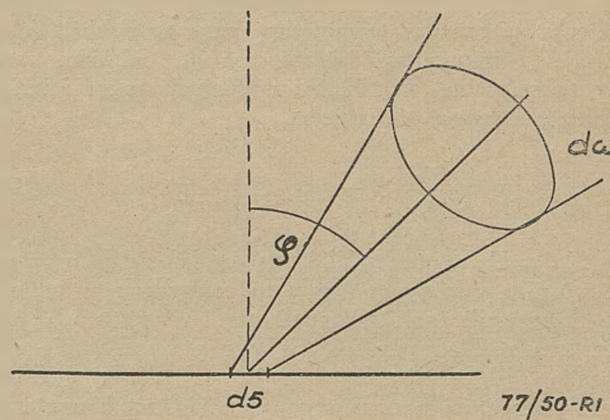
Jeżeli $\bar{U}=u_0\neq O$, znajdziemy w ten sam sposób ciśnienie na ściankę ruchomą z odbiciem elastycznym zwierciadlanym molekuł.

WSPÓŁCZYNNIKI AKOMODACJI.

Musimy tu od razu powiedzieć, że uproszczona hipoteza *Maxwella* o odbiciu zwierciadlanym molekuł okazała się niesłuszna dla ścianek rzeczywistych. *Smoluchowski*[1] i *Knudsen*[2] wykazali, że tylko część molekuł odbija się pod kątem uderzenia, a reszta, stanowiąca z reguły znaczną większość, jest przez ściankę rozproszona we wszystkich kierunkach.

Dla takich molekuł kąt odbicia jest zupełnie niezależny od kąta uderzenia, a średnia prędkość po odbiciu zależy jedynie od temperatury ścianek. Prawdopodobieństwo $d\bar{\upsilon}$ odbicia molekuły pod kątem φ do normalnej (Rys. 1) wewnątrz małego kąta przestrzennego $d\omega$ wyraża się wówczas przez wzór

$$d\bar{\upsilon}=\frac{1}{\pi}\cos\varphi\, d\omega \qquad (11)$$



Rys. 1.

Wzór *(11)* jest identyczny ze wzorem *Lamberta* w optyce (rozpraszanie światła przez ścianki dyfundujące). Ilość molekuł podlegająca rozproszeniu w stosunku do całości molekuł uderzających wyraża się przez współczynnik akomodacji wprowadzony po raz pierwszy przez *Smoluchowskiego* [1]. Dla większości powierzchni i gazów ten współczynnik jest bliski *1*.

Wytłumaczenie tego zjawiska jest szczególnie proste w świetle mechaniki kwantów. Przy zbliżaniu się molekuły do ścianki spotyka ona barierę potencjalną istniejącą w pobliżu ciał stałych (lub płynnych). O tę barierę molekuła może się odbić (odbicie zwierciadlane), ale może też ją przebić. Po przeniknięciu poza barierę molekuła znajdzie się w niewoli pomiędzy tą barierą a ścianką (absorbcja). Zacznie się ona poruszać tylko w tej ograniczonej przestrzeni, a jednocześnie jej prędkość coraz bardziej uzależnia się od temperatury ścianki. Po kilku odbiciach wewnętrznych o ściankę i o barierę, molekuła znajduje nareszcie warunki przychylne do przełamania bariery w stronę gazu i wówczas wyskakuje ona, ale w kierunku zupełnie dowolnym. Tę zdolność ścianek do zatrzymania molekuły uderzającej wyraża właśnie współczynnik akomodacji. Jest on równy *O*, gdy odbicie jest zwierciadlane, a więc w przypadku molekuł niezależnych od ścianek. Współczynnik akomodacji jest równy *1* gdy zależność jest tak ścisła, że po odbiciu ruch molekuły zależy wyłącznie od temperatury ścianek.

Jeżeli współczynnik akomodacji jest k ($o < k < 1$), wówczas średnia energia molekuły po odbiciu e_0 zależy od energii przed uderzeniem e_u i energii e_s, którą by miała posiadając temperaturę ścianki w sposób następujący:

$$e_o=(1-k)e_u+ke_s \qquad (12$$

Współczynnik akomodacji został obliczony dla wodoru i helu i dla pewnych powierzchni (wolfram) metodami mechaniki kwantów i zgadza się on z wynikami doświadczeń, przynajmniej w pierwszym przybliżeniu.

Ciśnienie na ściankę nieruchomą obliczone wzorem *(10)* nie odpowiada w tym przypadku rzeczywistości. Część ciśnienia $\frac{\rho\,\Omega^2}{6}$ pochodząca od uderzenia molekuł, pozostaje niezmienna. Druga część, pochodząca od odbicia i która w *(10)* była równa pierwszej, będzie obecnie zależała od temperatury ścianek.

Niech T_g oznacza temperaturę gazu w pobliżu ścianek a T_s temperaturę ścianek, zaś p_o ciśnienie gazu przy temperaturze T_g. Wówczas ciśnienie p na ściankę nieruchomą wyrazi się wzorem

$$p = \frac{p_o}{2}\left|2 - k + k\sqrt{\frac{T_s}{T_g}}\right| \qquad (13)$$

Gdy $T_s = T_g$ równanie *(13)* sprowadza się do $p = p_o$. Ale w ogóle, a szczególnie w gazie rozrzedzonym istnieje przy ściance nieciągłość temperatury i wówczas $p \neq p_o$. Poza tym rozkład prędkości w tym przypadku nie odpowiada rozkładowi *Maxwella* i gaz traci w pobliżu ścianek własności prawdziwego gazu (izotropia w stanie spoczynku jest zakłócona). A więc możemy powiedzieć, że układ gaz + ścianka nie jest równoznaczny z gazem i ścianką w zwykłym znaczeniu fizycznym.

Własności rozpraszające ścianek powodują więc nowe i ważne odstępstwa od praw aerodynamiki klasycznej, szczególnie w przypadku gazu bardzo rozrzedzonego.

RÓWNANIA WYMIANY (PRZENOSZENIA)

Przypuśćmy, że na gaz działają siły zewnętrzne $\vec{F}$. Niech g przedstawia jakąkolwiek wielkość związaną z każdą molekułą (np. prędkość, masa, energia itd). $Z(g)$ oznacza zmianę wielkości g przy zderzeniu danej molekuły z jakąkolwiek inną. Oznaczmy prędkość bezwzględną molekuły przez $\vec{C}$.

Wówczas bardzo proste rozumowanie (podobne do tego, które służy do znalezienia równań *Eulera* ośrodków ciągłych) doprowadza nas do równania

$$\frac{\partial}{\partial t}(N\overline{g}) + div\,[\overline{N(g\vec{G})}] +$$
$$- N\vec{F}\left[\overline{\left(\frac{\partial g}{\partial U}\right), \left(\frac{\partial g}{\partial V}\right), \left(\frac{\partial g}{\partial W}\right)}\right] = \Sigma\, Z(g) \qquad (14)$$

W równaniu tym kreski górne oznaczają jak we wzorze *(3)* wartości średnie; U, V, W są składowymi $\vec{C}$ a $\Sigma\ Z(g)$ wyraża sumę wszystkich zmian wielkości g podczas zderzeń w jednostce objętościowej gazu.

(14) jest równaniem wymiany albo przenoszenia. Wyprowadzone ono zostało przez *Maxwella* w *1868 r.*

Jeżeli założymy, że $g = m$, wówczas wzór *(14)* wyrazi zasadę zachowania masy (czyli ilości molekuł), to znaczy równanie ciągłości. Rzeczywiście

$$\frac{\partial m}{\partial U} = \frac{\partial m}{\partial V} = \frac{\partial m}{\partial W} = Z\,(m) = O.$$

Poza tym $\overline{m} = m$.

A więc *(14)* przyjmie postać (pisząc ρ zamiast Nm)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div\,(\rho\vec{c}_0) = O \qquad (15)$$

gdzie $\vec{c}_0 = \overline{\vec{C}}$ przedstawia średnią prędkość zewnętrzną molekuł.

Teraz podstawmy kolejno na miejsce g składowe prędkości U, V, W.

Zasada zachowania ilości ruchu wymaga

$$\Sigma\, Z(U) = \Sigma\, Z(V) = \Sigma\, Z(W) = O$$

Poza tym $\frac{\partial U}{\partial u} = 1$, $\frac{\partial U}{\partial v} = O$ itd.

Mnożąc znowu przez masę m i przez (U, V, W) równanie wymiany *(14)* daje nam wówczas trzy równania podstawowe ruchu:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\rho U) + div\left[\rho\,\overline{(U^2, UV, UW)}\right] - \rho F_1 = O, \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots , \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots . \end{cases} \qquad (16)$$

F_1, F_2, F_3 są składowymi siły objętościowej $\vec{F}$. Wiemy, że

$$\overline{U} = u_o$$

$$\overline{U^2} = \overline{(u + u_o)^2} = \overline{u^2} + u^2_o$$

$$\overline{UV} = \overline{(u + u_o).\ (v + v_o)} = \overline{uv} + u_o v_o$$

$$\dots\dots\dots\dots\dots\dots$$

ponieważ z założenia $\overline{u} = \overline{v} = \overline{w} = o$,

więc

$$div\left[\rho\overline{(U^2, UV, UW)}\right] = div\left[\rho\overline{(u^2, uv, uw)}\right] +$$
$$+ div\left[\rho u_o\,(\vec{c}_o)\right];$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\,\overline{U}\right) = \frac{\partial}{\partial t}\,(\rho u_o)$$

Podstawmy teraz

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{c}_o\ grad =$$

$$= \frac{\partial}{\partial t} + u_o\frac{\partial}{\partial x} + v_o\frac{\partial}{\partial y} + w_o\frac{\partial}{\partial z}$$

Równania *(16)* sprowadzają się wówczas, uwzględniając równanie ciągłości *(15)* do postaci

$$\rho\,\frac{du_o}{dt} = -\,div\left[\rho\,\overline{(u^2, uv, uw)}\right] + \rho F_1 \qquad (17)$$

$$\dots\dots\dots\dots\dots\dots$$

$$\dots\dots\dots\dots\dots\dots$$

$\overline{u^2}$, $\overline{uv}$,.... zależą od postaci funkcji rozkładu prędkości f. Jeżeli funkcja ta określona jest przez wzór *(2)*, wówczas

$$\rho\overline{u^2} = \rho\overline{v^2} = \rho\overline{w^2} = \rho\,\frac{\Omega^2}{3} = p\,,$$

$$\rho\,\overline{uv} = \rho\,\overline{vw} = \rho\,\overline{wu} = O,$$

gdzie p jest ciśnieniem statycznym gazu, wynikającym ze wzoru *(10)*.

Równania *(17)* przybierają wówczas postać równań *Eulera:*

$$\rho \frac{d\vec{c}_o}{dt} = - \operatorname{grad} p + \rho \vec{F}. \qquad (17')$$

Widzimy więc, że równania cieczy doskonałej wyprowadzają się z teorii kinetycznej gazów w sposób bardzo prosty i przekonywujący, ale z ograniczeniem co do formy funkcji rozkładu prędkości.

Zmienimy obecnie oznaczenia używane pisząc w dalszym ciągu:

(x_1, x_2, x_3) zamiast (x, y, z), $(c_1, c_2\, c_3)$ zamiast $(u, v, w,)$ (c_{o1}, c_{o2}, c_{o3}) zamiast (u_o, v_o, w_o).

Określimy wielkości p_{ij} przez:

$$p_{ij} = \rho\, c_i c_j = p_{ji} \qquad (i, j = 1, 2, 3) \qquad (18)$$

Równania *(17)* przyjmują wówczas postać

$$\rho \frac{d}{dt} \vec{c}_{oi} = - \frac{\partial}{\partial x_j} p_{ij} + \rho F_i, \qquad (17'')$$

(gdzie jak zwykle przyjmuje się sumowanie względem wspólnego indeksu. tzn. że

$$\frac{\partial}{\partial x_j} p_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_1} p_{i1} + \frac{\partial}{\partial x_2} p_{i2} + \frac{\partial}{\partial x_3} p_{i3})$$

Jeżeli teraz porównamy równania *(17")* z równaniami *Stokes-Naviera*, znajdziemy, że są one równoważne przy założeniu

$$p_{ij} = \mu \left(\frac{\partial c_{oi}}{\partial x_j} + \frac{\partial c_{oj}}{\partial x_i} \right), \; gdy \;\; i \neq j, \qquad (18_1)$$

$$p_{ij} = p - \frac{2}{3} \mu \operatorname{div} \vec{c}_o + 2 \mu \frac{\partial c_{oi}}{\partial x_j}, \; gdy \;\; i = j. \qquad (18_2)$$

W tych równaniach μ jest zwykłym współczynnikiem lepkości ośrodka, a p ciśnieniem statycznym. Oczywiście, gdy ośrodek jest cieczą doskonałą ($\mu = O$), wówczas

$$p_{ij} = 0, \text{ gdy } i \neq j \text{ i } p_{ii} = p.$$

Gdy $\mu \neq O$, funkcja rozkładu f, określona przez wzór *(2)*, nie odpowiada warunkom *(18)*. A więc rzeczywista funkcja rozkładu. sprowadza się do *(2)* tylko wtedy, gdy zaniedbujemy lepkość, albo gdy $\vec{c}_o = const.$

Funkcja rozkładu daje się w ogólny sposób obliczyć z równania różniczkowo-całkowego *Boltzmanna*, jeżeli określimy w odpowiedni sposób siły działające w pobliżu każdej molekuły oraz kształt i momenty bezwładności molekuł. Pierwszym przybliżeniem rozwiązania ogólnego jest wzór *(2)* — odpowiadający molekułom punktowym bez żadnych sił.

Drugie przybliżenie zostało obliczone przez *Enskoga*[3] i *Chapmana*[4] i w niektórych przypadkach sprowadza się ono do równań *Stokes-Navier*, ale tylko dla niektórych typów molekuł. Pomiędzy takimi wyróżnić trzeba molekuły punktowe, odpychające się z siłą odwrotnie proporcjonalną do 5-ej potęgi ich odległości (typ pomyślany przez *Maxwella*). Gdy siła jest inna, określenia *(18)* są błędne i powstaje ruch daleko odbiegający od ram aerodynamiki klasycznej.

Naprzykład: gdy gaz składa się z kilku gazów prostych i gdy temperatura jest różna w różnych punktach, powstają siły skupiające różne składowe gazu w różnych miejscach. W *r. 1937 Clusius* zastosował tę własność do rozdzielenia izotopów różnych ciał gazowych. Metoda ta znalazła szerokie zastosowanie do otrzymania izotopu uranu *U235*, który jak wiadomo, stanowi jedno z podstawowych paliw atomowych.

FUNKCJA ROZKŁADU PRĘDKOŚCI GAZU W STANIE RUCHU

Oznaczmy przez f_0, funkcję rozkładu określoną przez wzór *(2)*, a więc dla gazu nieruchomego (albo nielepkiego). Jeżeli rzeczywista funkcja rozkładu jest F, wówczas (metoda *Enskoga*) możemy ją przedstawić w sposób następujący:

$$F = f_0 \left(1 + \frac{\Phi_1}{N} + \frac{\Phi_2}{N^2} + \ldots \right) = f_0 + f_1 + f_2 + \ldots$$

(Wzór ten wskazuje natychmiast, że znaczenie f_1, f_2..... wzrasta w stosunku do f_0, gdy gaz jest mocno rozrzedzony).

Wartość średnia pewnej wielkości g, jest wówczas określona przez:

$$\overline{\overline{g}} = \iiint g\, F(u, v, w)\, du\, dv\, dw =$$

$$= \overline{g}_0 + \frac{1}{N} \overline{g\, \Phi_1} + \frac{1}{N^2} \overline{g\, \Phi_2} + \ldots\ldots, \qquad (19)$$

gdzie kreski pojedyńcze oznaczają wartości średnie obliczone z funkcji rozkładu f_0, a kreska podwójna odnosi się do rozkładu F.

Wychodząc ze wzorów *(17)* i *(19)* i przyjmując dla Φ_1 przybliżoną wartość podaną przez *Chapmana*[5], a zaniedbując Φ_2, Φ_3..., wyprowadzimy teraz ogólne równania gazów rzeczywistych. Te równania w razie małych wartości gradientów temperatur sprowadzają się do klasycznych równań *Stokes-Navier*. Ponieważ poniższe obliczenia są dosyć zawikłane, czytelnik może opuścić rachunki, które prowadzą do równania zasadniczego *(23)* W tym równaniu μ jest lepkością zwykłą (tzn. dla ruchu nieskończenie bliskiego do ruchu jednostajnego) p ciśnieniem statycznym w tych samych warunkach, F_i składową siły zewnętrznej działającej na jednostkę masy wzdłuż osi x_i, ζ_i składową prędkości średniej (zewnętrznej). Nareszcie

$$\Delta^2 = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2}$$

Wrócimy obecnie do równania ogólnego *(17)*. Załóżymy, celem uproszczenia pisowni

$$\vec{c} = \omega \vec{\xi} = \omega(\xi_1, \xi_2, \xi_3) ; \vec{c_0} = (\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3) . \quad (20)$$

W tych wzorach ω jest prędkością najbardziej prawdopodobną ruchu wewnętrznego, określoną przez wzór *(8)*. $\vec{c_0}$, jak poprzednio jest prędkością średnią, czyli zewnętrzną. Przy pomocy *(19)* obliczymy teraz średnią wartość wektora pod znakiem *div* we wzorze *(17)*.

$$\rho\,\overline{(\overline{u^2}, \overline{uv}, uw)} = \rho\,\omega^2\,\overline{(\xi^2{}_1, \xi_1\,\xi_2, \xi_1\,\xi_3)} +$$

$$+ \rho\,\omega^2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{N^k} \overline{\Phi_k \,.\, (\xi_1{}^2, \xi_1\,\xi_2, \xi_1\,\xi_3)}$$

Ponieważ

$$\overline{\xi^2{}_1} = \frac{1}{2} , \overline{\xi_1\,\xi_2} = \overline{\xi_1\,\xi_3} = 0$$

i pisząc

$$(\xi_1{}^2, \xi_1\,\xi_2, \xi_1\,\xi_3) = \xi_1 . \vec{\xi} ,$$

możemy przepisać równanie ogólne *(17)* w postaci

$$\rho\left(\frac{d\zeta_i}{dt} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i} - F_i\right) =$$

$$= - div \left[\rho\,\omega^2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{N^k} \overline{(\Phi_k \;\; \xi_i \vec{\xi})}\right] =$$

$$= - 2\; div \left[p \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{N^k} \overline{(\Phi_k\, \xi_i\, \vec{\xi})}\right] . \quad (21)$$

Dla cieczy doskonałej $\Phi_1 = \Phi_2 = .. = 0$ i prawa część równania jest zerem. (Równanie *Eulera*).

Funkcje Φ_1 i Φ_2 zostały obliczone, ale tylko w przybliżeniu i dla najprostszych typów molekularnych. Przyjmiemy, bez dowodów, wzór *Chapmana* dla funkcji Φ_1 (oznaczenia inne niż u *Chapmana*)

$$- \frac{\Phi_1}{N} = \frac{\mu}{p} \left| \; 3(\xi^2 - \frac{5}{2}) \;\; \vec{\xi}\, grad\, \omega - \frac{2}{3}\, \xi^2\, div \vec{\zeta} + \right.$$

$$+ 2\left(\xi^2{}_1 \frac{\partial \zeta_1}{\partial x_1} + \xi^2{}_2 \frac{\partial \zeta_2}{\partial x_2} + \xi^2{}_3 \frac{\partial \zeta_3}{\partial x_3}\right) +$$

$$\left. + 2\left[\xi_2\,\xi_3 \left(\frac{\partial \zeta_2}{\partial x_3} + \frac{\partial \zeta_3}{\partial x_2}\right) + \;\ldots\; \right]\right\} \quad (22)$$

Podstawmy wzór *(22)* do prawej części równania *(21)*. Część ta sprowadza się do czterech wyrazów:

$$A_1 = 2\, div \left[\overline{\mu\, \xi_i\, \vec{\xi} \;\; 3(\xi^2 - \frac{5}{2})\,(\vec{\xi}\; grad\; \omega)}\right] ,$$

$$A_2 = - 2\; div \left[\overline{\mu\, \xi_i\, \vec{\xi} \;\; \frac{2}{3}\; \xi^2\; div\, \vec{\zeta}}\right] ,$$

$$A_3 = 2\; div \left[\overline{\mu\, \xi_i\, \vec{\xi} \;\; 2\left(\xi^2{}_1 \frac{\partial \zeta_1}{\partial x_1} + \ldots\ldots\right)}\right] ,$$

$$A_4 = 2\; div \left\{\overline{\mu\, \xi_i\, \vec{\xi} \;\; 2\left[\xi_2\,\xi_3\left(\frac{\partial \zeta_2}{\partial x_3} + \frac{\partial \zeta_3}{\partial x_2}\right) + \ldots\right]}\right\} .$$

A_1 zawiera pod znakiem *div* wyraz, w którym ξ_i znajduje się w potędze nieparzystej. A więc $A_1 = 0$. Wyraz A_2 posiada iloczyn $(\xi_i \;\; \vec{\xi})$ pomnożony przez $\xi_i{}^2, \xi^2{}_i$ i $\xi^2{}_k$.

Jedyna potęga parzysta pochodzi od składowej $\xi_i{}^2$ iloczynu $\xi_i\,\xi$ Składowa ta jest skierowana wzdłuż osi x A więc

$$A_2 = - \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial x_i}\left[\overline{\mu \xi^2{}_i \,.\, \xi^2\; div\, \zeta}\right] =$$

$$= - \frac{4}{3}\frac{\partial}{\partial x_i}(\mu \overline{\xi_i{}^4}\; div\, \zeta) - \frac{4}{3}\left|\mu(\overline{\xi^2{}_i\,\xi^2{}_j} + \right.$$

$$\left. + \overline{\xi^2{}_i\,\xi^2{}_k})\; div\, \zeta\right|$$

Wobec tego, że

$$\overline{\xi_i{}^4} = \frac{3}{4} \text{ zaś } \overline{\xi^2{}_i\,\xi^2{}_j} = \overline{\xi^2{}_i\,\xi^2{}_k} = \frac{1}{4}$$

(co łatwo wyprowadzić ze wzorów *2* i *3*), znajdujemy:

$$A_2 = - \frac{5}{3}\frac{\partial}{\partial x_i}\; div\,(\mu \vec{\zeta})$$

W trzecim wyrazie A_3 posiadamy znowu tylko jeden człon parzysty, również skierowany wzdłuż x_i

$$A_3 = 4 \frac{\partial}{\partial x_i}\left[\overline{\mu\xi^2{}_i\left(\xi^2{}_i \frac{\partial \zeta_i}{\partial x_i} + \xi^2{}_j \frac{\partial \zeta_j}{\partial x_j} + \xi^2{}_k \frac{\partial \zeta_k}{\partial x_k}\right)}\right] =$$

$$= \frac{\partial}{\partial x_i}\left(div\; \mu\vec{\zeta} + 2\mu\,\frac{\partial \zeta_i}{\partial x_i}\right)$$

Stąd:

$$A_2 + A_3 = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(- \frac{2}{3}\; div\; \mu\vec{\zeta} + 2\,\mu\,\frac{\partial \zeta_i}{\partial x_i}\right)$$

Porównajmy ten wyraz z *(18₂)*. Widzimy że:

$$A_2 + A_3 = \frac{\partial}{\partial x_i}\,(p_{ii} - p)$$

W czwartym wyrazie składowa wzdłuż x_i jest w potędze nieparzystej. Średnia wartość wektora pod znakiem *div* posiada jedynie składowe wzdłuż x_j i x_k Znajdziemy:

$$A_4 = 4\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\overline{\mu(\xi_i\xi_j)^2}\left(\frac{\partial\zeta_i}{\partial x_j}+\frac{\partial\zeta_k}{\partial x_k}\right)\right]+$$

$$+4\frac{\partial}{\partial x_k}\left[\overline{\mu(\xi_i\xi_k)^2}\left(\frac{\partial\zeta_i}{\partial x_k}+\frac{\partial\zeta_k}{\partial x_i}\right)\right]=$$

$$=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu\left(\frac{\partial\zeta_i}{\partial x_j}+\frac{\partial\zeta_i}{\partial x_i}\right)\right]+\frac{\partial}{\partial x_k}\,\mu\left(\frac{\partial\zeta_i}{\partial x_k}+\frac{\partial\zeta_k}{\partial x_i}\right)\right]$$

Porównajmy A_4 ze wzorem *(18₁)*. Znajdujemy natychmiast, że:

$$A_4 = \frac{\partial p_{ij}}{\partial x_j}+\frac{\partial p_{ik}}{\partial x_k}$$

A więc

$$A_1 + A_2 + A_3 + A_4 =$$

$$= -\frac{\partial p}{\partial x_i}+\left(\frac{\partial p_{ii}}{\partial x_i}+\frac{\partial p_{ij}}{\partial x_j}+\frac{\partial p_{ik}}{\partial x_k}\right)$$

Równanie ogólne ruchu wynikając z rozkładu Φ_1 jest więc identyczne z ogólnymi równaniami *Navier-Stokesa* dla gazu ściśliwego, lepkiego, przewodzącego ciepło i o zmiennej lepkości. Równanie to może być napisane w postaci:

$$\rho\left(\frac{\partial\zeta_i}{\partial t}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i}-F_i\right)-\mu\left(\triangle^2\zeta_i+\frac{2}{3}\frac{\partial(div\,\vec{\zeta})}{\partial x_i}\right)=$$

$$= grad\,\mu\left(\frac{\partial\vec{\zeta}}{\partial x_i}+grad\,\zeta_i\right)-\frac{2}{3}\frac{\partial\mu}{\partial x_i}div\,\vec{\zeta} \qquad (23)$$

Gdy $\mu = const.$, prawa część *(23)* jest równą zeru i *(23)* jest klasycznym równaniem cieczy lepkich i ściśliwych. *(23)* może być całkowicie wyprowadzone z teorii ośrodków ciągłych, a więc Φ_1 w postaci *(22)* nie wprowadza nic nowego do aerodynamiki klasycznej. Nie zapominajmy jednak, że *(22)* jest tylko *pierwszym* przybliżeniem Φ_1.

SIŁY MIĘDZYMOLEKULARNE

W pobliżu molekuły istnieje pewne pole sił wewnętrznych. Jeżeli na większych odległościach przyjąć można przyciąganie newtonowskie, to w bezpośrednim otoczeniu molekuły istnieją siły odpychające, spowodowane przez jednoimienne ładunki zewnętrzne (elektrony zewnętrzne) istniejące naokoło każdej molekuły.

Dotychczas siły te jeszcze nie są dokładnie znane, a w każdym bądź razie trudno je uważać jako niezależne od kierunku względem układu związanego z molekułą. Wynika stąd niepewność co do samego określenia lepkości i niemożliwość oznaczania jej przez wielkość skalarną. Gdy mamy gradienty prędkości takie, że na odległościach odpowiadających rzędom długości swobodnej drogi molekularnej powstają różnice rzędu wielkości ω, wówczas po zderzeniu znaczna część prędkości początkowej zostaje zachowana przez molekułę uderzającą i odchylenia od aerodynamiki klasycznej, to znaczy od rozkładu prędkości wewnętrznych $f_o\left(1+\frac{\Phi_1}{N}\right)$ są znaczne.

Zjawiska tego rodzaju powstają w warstwie powierzchniowej przy dużych prędkościach, a szczególnie w przypadku małych ciśnień.

Jeżeli $\frac{\partial\zeta}{\partial x}$ jest pochodną prędkości w kierunku x, l swobodną drogą molekularną, różnica prędkości średniej pomiędzy dwoma zderzeniami będzie $l\frac{\partial\zeta}{\partial x}$. Wielkość tę należy przyrównać do ω albo do prędkości dźwięku a.

Wynika stąd określenie ruchu przez liczbę bezwymiarową

$$\alpha = \frac{l\dfrac{\partial\zeta}{\partial x}}{a}$$

Jeżeli R jest liczbą Reynoldsa warstwy powierzchniowej w pewnym punkcie, łatwo udowodnić, że

$$(24) \qquad \alpha = \frac{M^2}{R}$$

gdzie M jest liczbą Macha. Gdy α jest małe w porównaniu z l $(\alpha < 10^{-4})$, mamy pełne prawo do stosowania wzorów aerodynamiki klasycznej.

PRZEGLĄD ROZBIEŻNOŚCI Z AERODYNAMIKĄ KLASYCZNĄ

Zestawimy teraz warunki wskazujące nam zakres odchyleń od aerodynamiki klasycznej:

I. Należy uwzględnić prawa i istotę sił między molekularnych:

1) gdy gęstość gazu jest duża,
2) w razie gazu dyfundującego (np. rozdział izotopów metodą *Clusiusa*),
3) przy niskich temperaturach,
4) przy dużych gradientach prędkości.

II. Należy uwzględnić prawa mechaniki kwantów:

1) przy wysokich temperaturach,
2) przy bardzo niskich temperaturach,
3) przy dużych prędkościach $(M > 3)$,
4) gdy istnieją duże pola elektromagnetyczne,
5) w przypadku ścianek o temperaturze różnej od otoczenia.

III. Należy uwzględnić naturę zderzeń międzymolekularnych i uderzeń molekuł o ścianki:

1) gdy gęstość gazu jest mała,
2) gdy α jest duże

i szczególnie w pobliżu ścianek gdy gaz jest rozrzedzony.

IV. Należy się liczyć z energią promieniowania:

1) przy małych gęstościach,
2) przy niskich temperaturach (promieniowanie ścianek),
3) przy bardzo wysokich temperaturach (promieniowanie gazu).

A więc dla gazu o niskim ciśnieniu, trzeba przede wszystkim uwzględnić punkty *III* i *IV*.

AERODYNAMIKA MOLEKULARNA WŁAŚCIWA

Zakres zjawisk powstających w gazach bardzo rozrzedzonych nazywamy aerodynamiką molekularną. (W literaturze amerykańskiej ustaliła się nazwa „Superaerodynamics“, wprowadzona przez *Zahma*).

Pierwsze prace omawiające ruch gazów rozrzedzonych należą do *Smoluchowskiego* i *Knudsena* (początek XX stulecia). W *1917 r.* ukazała się słynna praca *Enskoga* i prawie jednocześnie praca *Chapmana*. W *1932 r.* ukazała się książka *Rocarda*[6] z pełnym traktowaniem mechaniki ośrodków ciągłych za pomocą teorii kinetycznej. W *1920—1930 r.* ukazał się cały szereg prac *St. Drzewieckiego*, traktujących w sposób bardzo oryginalny (ale niestety czasami błędny) opór ciał ruchomych, na gruncie teorii kinetycznej. W *1934 r.* ukazała się praca *Zahma* [7], właściwie nie wnosząca nic nowego, która jednak weszła do literatury, szczególnie amerykańskiej. W *1935 r.* *Burnett*[8] podał wzory na trzecie przybliżenie funkcji rozkładu, posługując się wielomianami *Sonina*. Jest to bodaj najważniejsza z prac jakie dotychczas ukazały się w tej dziedzinie. Prace powojenne są coraz liczniejsze. Pomiędzy nimi wskażemy artykuł *Tsiena*[9] i pracę autora[10]. Przyszłość aerodynamiki molekularnej jest bogata w niespodzianki naukowe i techniczne, gdyż obecnie już *V2* wkracza głęboko w jonosferę, a dotychczas brak danych teoretycznych i doświadczalnych dotyczących praw ruchu w tych warunkach.

OPIS RUCHU GAZÓW ROZRZEDZONYCH

W miarę stopniowego rozrzedzania gazu, wymiary ciała stają się coraz mniejsze w porównaniu ze swobodną drogą molekuł (α zwiększa się). Dochodzimy stopniowo do fazy ruchu noszącej nazwę „slip flow“ czyli ruch ślizgający. Gaz nie może w tej fazie być uważany jako ośrodek ciągły. Kinematycznie zachodzi zmiana następująca: w bezpośredniej bliskości ciała wytwarza się nieciągłość prędkości średniej, która będąc styczną do ścianek, posiada przy samej powierzchni przeszkody wartość skończoną, różną od zera.

Jednocześnie powstaje przy ściance skok temperatur; a więc wychodząc ze wzoru *(13)* ciśnienie na ściankę różni się od ciśnienia statycznego. Wywołuje to powstanie siły skierowanej ze strony gorącej do strony zimnej przy płytkach o różnej temperaturze z obu stron. Jest to tak zwany efekt radiometryczny. Mając zmierzoną siłę i znając temperaturę, możemy obliczyć ciśnienie statyczne gazu (absolutny manometr *Knudsena)*.

Rozrzedzając gaz w dalszym ciągu, dochodzimy stopniowo do nowej formy ruchu, nazywanej „molecular flow“ czyli przepływ molekularny. W tym przypadku nieciągłość prędkości przy ściance przybiera zupełnie inną postać, gdyż w ogóle trudno jest wówczas określić prędkość średnią. Najważniejszą własnością przepływu molekularnego jest zupełna niezależność wzajemna pomiędzy różnymi częściami powierzchni ciał wypukłych. Gdy w aerodynamice klasycznej istnieje wzajemne oddziaływanie (interferencja) ciał lub powierzchni zanurzonych w cieczy, to w przepływie molekularnym własność ta zanika zupełnie.

Równania ruchu ślizgającego dotychczas nie dały się ani rozwiązać, ani nawet w przybliżeniu ustalić. Natomiast równania przepływu molekularnego są stosunkowo proste.

Zasada obliczeń jest następująca. Wychodzi się z rozkładu maxwellowskiego prędkości, podanego we wzorze *(2)*. Wobec tego, że wymiary ciała są bardzo małe w porównaniu ze swobodną drogą molekuł, molekuła odbijająca się od powierzchni przed następnym spotkaniem znajdzie się w znacznej odległości, a więc nie powoduje zakłócenia pola prędkości. Tak samo molekuła uderzająca przychodzi z bardzo daleka, a więc nie jest zakłócona przed uderzeniem, przez ruch ciała. (Musimy jednakże dodać ważne zastrzeżenie: powierzchnia musi być wypukła, gdyż inaczej mogą nastąpić nowe spotkania ze ścianką). A więc w przypadku powierzchni wypukłej obliczamy ciśnienie na każdy element ścianki i całkujemy wzdłuż całego obwodu. Jak się okazuje wchodzą w grę kąt nachylenia powierzchni względem kierunku ruchu, temperatura gazu i powierzchni i stosunek pomiędzy prędkością średnią a prędkością wewnętrzną, czyli liczba *Macha*. Własności fizyczne powierzchni (spółczynnik akomodacji) odgrywają oczywiście rolę zasadniczą.

OPÓR CIAŁ RUCHOMYCH

Nie podajemy w tym miejscu wzorów pozwalających na obliczenie oporu ciał ruchomych. Odsyłamy do [10]. Podamy tu cztery wykresy, rezultat obliczeń oporu dla płytek płaskich z aluminium. Na wszystkich tych wykresach przedstawiono na osi pionowej siłę nośną podzieloną przez ciśnienie statyczne gazu, zaś na osi poziomej opór podzielony przez to samo ciśnienie.

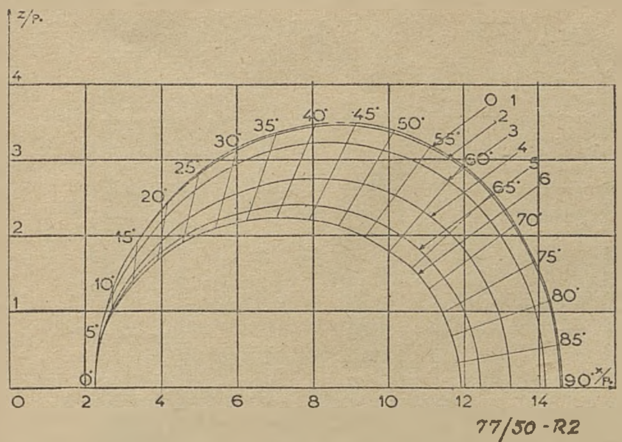
Promieniowanie jest uwzględnione w sposób następujący: temperatura ziemi *15°C*, po zachodzie słońca (ażeby nie uwzględniać promieniowania słonecznego).

Krzywa				
0	*odpowiada ciśnieniu*	$p_o \to \infty$		
1	„ „	$p_o = 1000$	*c.g.s.temp.*	$T = 220^{\circ}K$
2	„ „	$p_o = 100$	„	$T = 260^{\circ}K$
3	„ „	$p_o = 10$	„	$T = 320^{\circ}K$
4	„ „	$p_o = 1$	„	$T = 350^{\circ}K$
5	„ „	$p_o = 0{,}1$	„	$T = 350^{\circ}K$
6	„ „	$p_o \to 0$	„	$T = 350^{\circ}K$

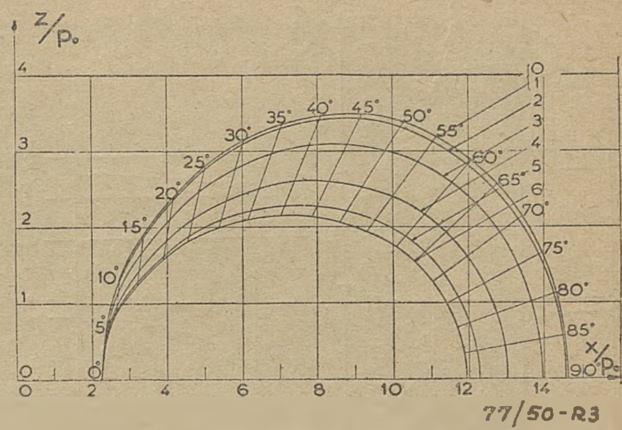
Rys. *2* i *3* są obliczone dla $l = \frac{\xi}{\omega} = 2$, czyli dla $M = 2{,}4$

Rys. *2* odnosi się do skrzydła, którego powierzchnie są izolowane cieplnie jedna względem drugiej, a rys. *3* do skrzydła o dobrym przewodnictwie cieplnym. Rys. *4* i *5* odpowiadają warunkom $\frac{\xi}{\omega} = 8$, czyli $M = 9{,}56$ (pierwszy dla skrzydła izolowanego, a drugi do przewodzącego). Na wykresach wskazane są kąty natarcia w stopniach.

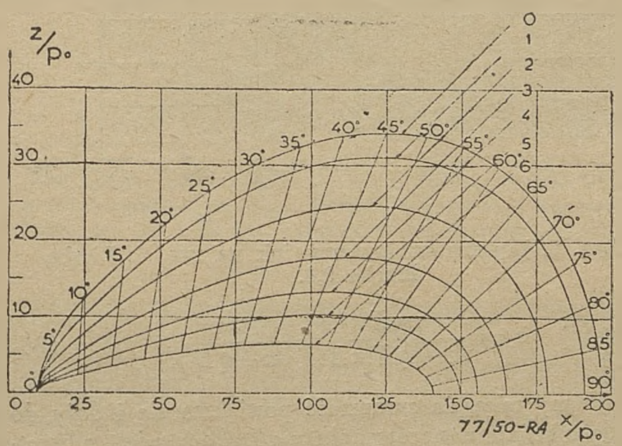
Rys. *6* i *7* podają stosunek temperatur ścianki i powietrza dla powierzchni przewodzących przy tych samych prędkościach *(M = 2,4* i *M = 9,56)* i przy różnych kątach natarcia. Krzywa *6*, w obu przypadkach sprowadza się do linii prostej.



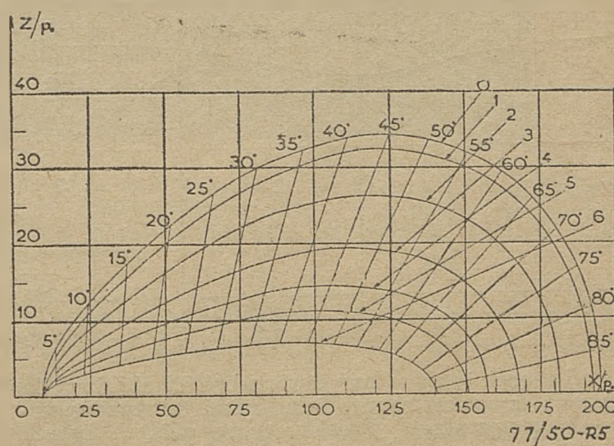
Rys. 2. Biegunowa cienkiego, płaskiego skrzydła z uwzględnieniem promieniowania. Skrzydło wykonane z aluminium polerowanego, *z izolacją cieplną* pomiędzy obydwiema stronami. Liczba Macha 2,4.



Rys. 3. Biegunowa cienkiego płaskiego skrzydła z uwzględnieniem promieniowania. Skrzydło wykonane z aluminium *przewodzącego ciepło* z jednej strony na drugą .Liczba Macha 2,4.



Rys. 4. Biegunowa skrzydła, jak na rys. 2, liczba Macha 9,56.



Rys. 5. Biegunowa skrzydła jak na rys. 3, liczba Macha 9,56.

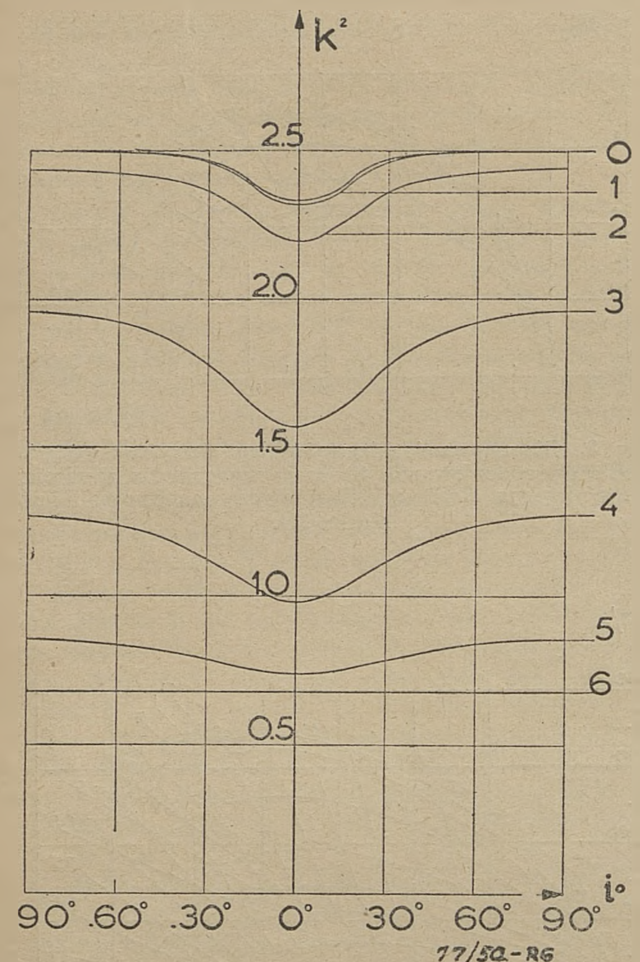
METODY OBLICZENIA RUCHU ŚLIZGAJĄCEGO

Metoda ogólna musiałaby polegać na stopniowym obliczeniu Φ_2, Φ_3 .. i na ustaleniu przy ich pomocy równań ogólnych ruchu. Powiedzieliśmy wyżej, że Φ_2 zostało obliczone, ale jest tak bardzo skomplikowane, że trudno się tą funkcją posługiwać. Autor używał innej metody przybliżeń, opartej na wprowadzeniu jako pierwsze przybliżenie, równań ruchu przepływu molekularnego i uwzględniając absorbcję molekuł odbitych przez powierzchnię w warstwie gazu. W ten sposób udało się obliczyć w pierwszym przybliżeniu rozkład gęstości i prędkości naokoło ścianki płaskiej ruchomej. Inna metoda pomyślana przez autora, dała znacznie lepsze i łatwiej stosowalne wyniki — jest to metoda rozwiązania przez analogię. Udowodniliśmy, że można odwzorować rozpraszanie molekuł przez ściankę i następną absorbcję tych molekuł w powietrzu na rozpraszanie światła przez ściankę i następną absorbcję światła w ośrodku dyfundującym światło. A więc wszystkie rachunki są sprowadzone do pomiaru oświetlenia w różnych punktach ośrodka, którego własności optyczne odpowiadają przez odwzorowanie, własnościom kinematycznym i dynamicznym gazu.

Należy zanotować ciekawą własność ciał poruszających się w gazie mieszanym. Jak wynika z otrzymanych wzorów, koncentracja molekuł gazu cięższego w pobliżu ścianki jest większa od koncentracji na większej odległości. Ze wzorów tych wynikają również grubości „fal uderzeniowych" w pobliżu ścianek.

METODY DOŚWIADCZALNE

Zagadnienie otrzymania ruchu gazów przy bardzo niskich ciśnieniach, nie zostało dotychczas rozwiązane na większą skalę. Istnieje zagranicą tunel doświadczalny, o wymiarach strumienia *1 cal* × *1 cal*, i w którym otrzymano ruch powietrza z prędkością do $M \approx 2$ (?). Ciśnienie gazu w tym tunelu jest rzędu *0,1 mm* rtęci. Prędkość była mierzona przy pomocy temperatury cienkiego drutu ustawionego w strumieniu i zastosowaniu wzorów teoretycznych. Poza tym zdołano uwidocznić ruch przy pomocy ciekawej metody postfluorescencji azotu. (Azot, którego jarzenie jest wzbudzone promieniowaniem ultrafioletowym, krótkofalowym, zachowuje przez pewien czas swą zdolność do emisji świetlnej, co pozwala uwidocznić ruch powietrza).



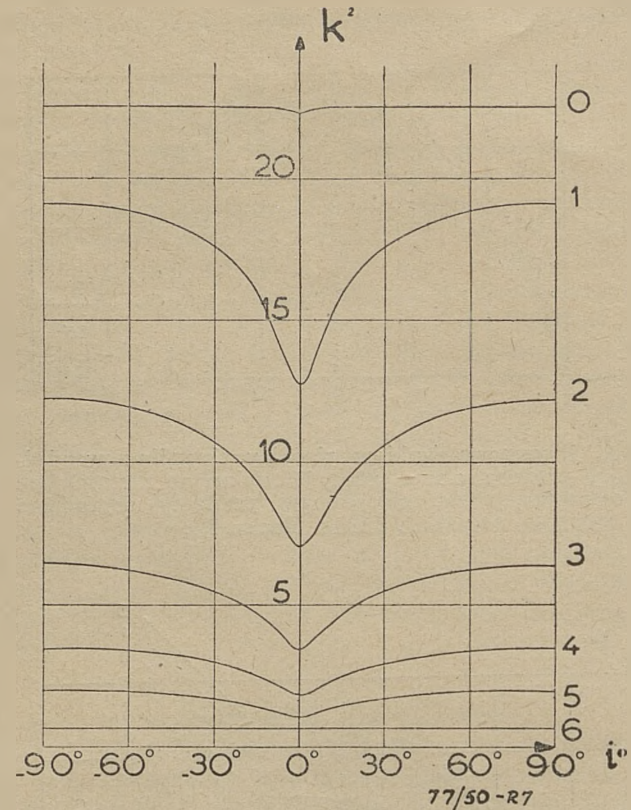
Rys. 6. Stosunek temperatury powierzchni ścianki skrzydła o pokryciu z polerowanego aluminium przewodzącego ciepło, do temperatury powietrza przy różnych kątach natarcia. Liczba Macha 2,4.

Autor wykonał mały tunel (przekrój *100 cm²)* napędzany parą rtęciową, na wzór pompy dyfuzyjnej rtęciowej. Prędkości osiągnięte były duże, ale ich dokładnie nie zmierzono. Ciśnienia zmieniały się od *50* μ do *1 mm* słupa rtęci.

Zupełnie innym systemem napędu, również pomyślanym przez autora, który jednak został zrealizowany tylko przy ciśnieniu atmosferycznym, jest napęd przy pomocy jonów. Polega on na tym, że w pewnym miejscu wytwarzamy jony jednego znaku, dostające się następnie do przestrzeni, w której istnieje pole elektryczne. Pole to wywiera na ładunki przestrzenne (jony) siłę, która wprowadza w ruch całość gazu. Niech q oznacza ruchliwość jonów (prędkość uzyskana przez jony w polu elektrycznym jednostkowym), v prędkość gazu względem elektrod wytwarzających pole elektryczne, E natężenie pola elektrycznego, zaś τ ładunek przestrzenny.

Prędkość jonów względem gazu będzie qE, a względem elektrod $v + qE$.

Siła działająca na jony (na jednostkę objętości) jest $F = \tau E$. Natężenie prądu na jednostkę powierzchni $(v+qE)\tau$. Moc zużyta na jednostkę objętości $(v+qE)\tau E$. Siła F jest przyłożona do gazu poruszającego się z prędkością v. Moc mechaniczna uzyskana, na jednostkę objętości jest więc $v\tau E$. Stąd znajdujemy sprawność urządzenia σ



Rys. 7. Wykres analogiczny jak na rys. 6. Liczba Macha 9,6.

$$\sigma = \frac{v\tau E}{(v+qE)\tau E} \doteq \frac{v}{v+qE} \qquad (25)$$

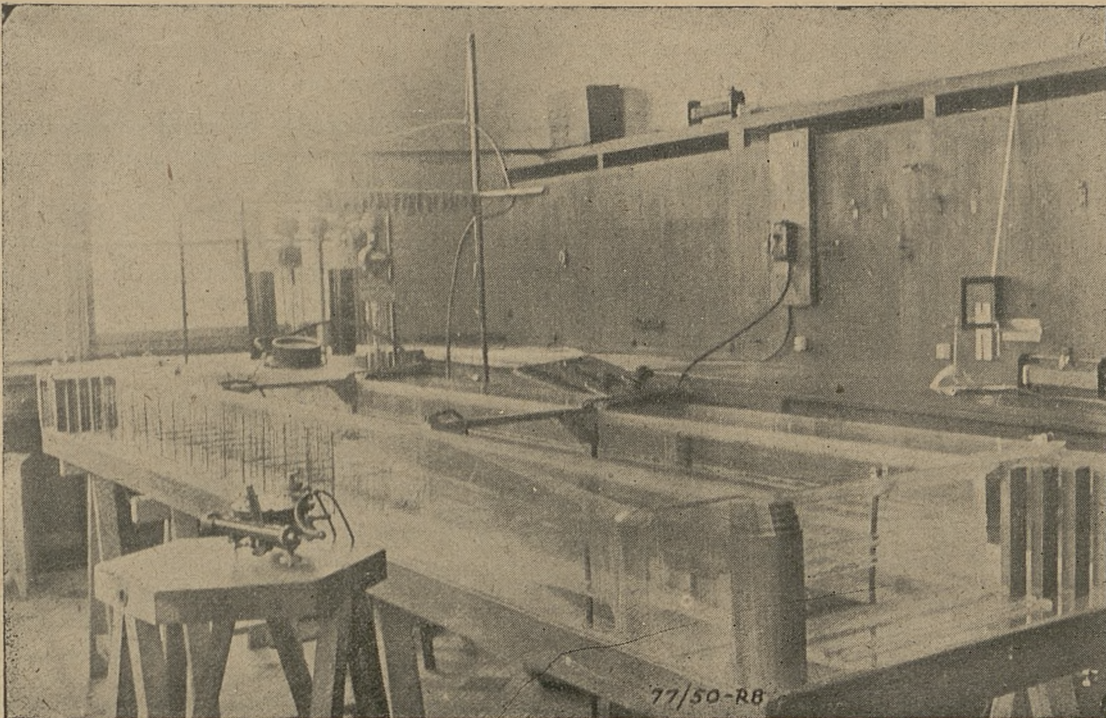
Widzimy więc, że sprawność powiększa się i dąży do *1*, gdy v rośnie w porównaniu z qE. Otóż q jest odwrotnie proporcjonalne do gęstości gazu (przynajmniej w pierwszym przybliżeniu). Stąd wynika konieczność zmniejszenia E przy niskich ciśnieniach.

Rys. *8* pokazuje ogólny widok próbnego tunelu z napędem jonowym, wykonany przez autora. Rys. *9* pokazuje urządzenie elektrod, jednocześnie jonizujących i wytwarzających pole elektryczne. Wzór *(25)* został sprawdzony z dokładnością odpowiadającą błędom doświadczalnym. Prędkość uzyskana ze względu na nieodpowiedni kształt elektrod była ograniczona do *20 m/sek* w przestrzeni pomiarowej, której wymiary wynosiły około *100 cm²*. Napięcie pomiędzy elektrodami około *25 kV*, a odległość elektrod około *8 cm*.

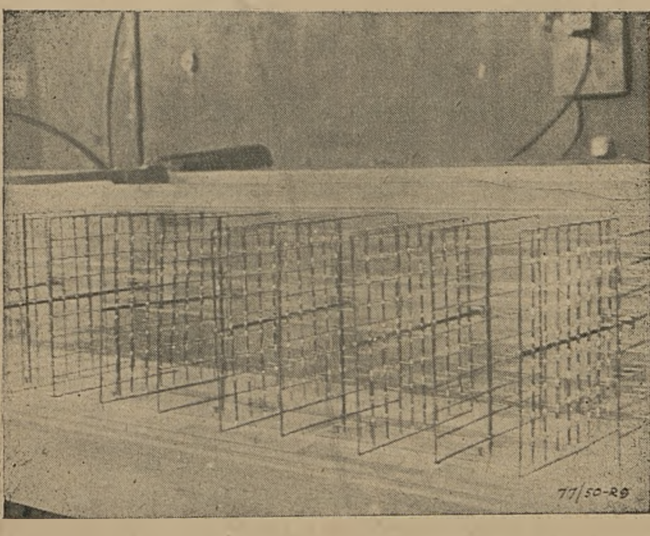
Przy zmniejszonym ciśnieniu (do *0,1 mm* rtęci) uzyskano również napęd, ale prędkości nie udało się zmierzyć. Ten sposób napędu jest jednak bardzo wskazany dla gazów rozrzedzonych. Poza tym, sposób ten odpowiada linii naturalnego rozwoju techniki współczesnej.

LOT W JONOSFERZE

Co do samego opisu atmosfery większej wysokości, powołujemy się na artykuł z poprzedniego numeru T. L. Czytelnik zechce nie zapominać o niezmiernie dużej zmienności warunków panujących w jonosferze. Na poziomie *160—170 km* panuje ciśnienie atmosferyczne, zmieniające się w zależności od pory roku i od godziny, w stosunku *1000:1* (od 10^{-8} *atm* do 10^{-11} *atm)*. Jed-



Rys. 8. Tunel o napędzie jonowym tzw. „jonotron“ zbudowany przez autora artykułu we Francji. Ścianki tunelu z przezroczystego plastyku. Struga o przekroju kwadratowym; w części doświadczalnej (na pierwszym planie) przekrój — 10 × 10 cm. Długość w rozwinięciu około 7 m. Zasilanie prądem stałym o napięciu 30 kV (w głębi fotogr.). Brak części elektrod.



Rys. 9. Elektrody napędzające „jonotron“. Każda elektroda składa się z siatki metalowej na której zamocowane jest 100 ostrzy. Elektrody połączone są na przemian z dodatnim i ujemnym biegunem wysokiego napięcia. Ładunek przestrzenny (jony), wytworzony na igłach elektrody, znajdując się w polu elektrycznym utworzonym przez różnicę potencjałów dwóch kolejnych elektrod, wywiera na każdą jednostkę objętościową powietrza określoną siłę, wprawiając powietrze w ruch. Przy przechodzeniu przez następną elektrodę jony zostają zatrzymane przez siatkę, a na igłach elektrody wytwarzają się nowe ładunki o przeciwnym znaku.

nocześnie zmienia się w stosunku odwrotnym długość swobodnej drogi molekuł, a to znaczy, że przy tej samej prędkości parametr bezwymiarowy a, określający rodzaj ruchu zmienia się w tym samym stosunku. Nie zapomnijmy również o zmienności chemicznych własności atmosfery (zmienna jonizacja molekuł, zmienna zawartość ozonu).

Wreszcie trzeba wziąć pod uwagę obecność w wyższych warstwach różnego rodzaju cząsteczek, pochodzenia międzyplanetarnego i kosmicznego, a głównie elektronów swobodnych, pochodzenia słonecznego.

Zwróciliśmy uwagę czytelnika na te zmienne i niezbadane czynniki poto, ażeby mógł on sobie zdać sprawę z hypotetyczności warunków lotu w jonosferze. Pomimo to o locie tym musimy mówić jako o zagadnieniu doby dzisiejszej, częściowo rozstrzygniętym.

1. Lot balistyczny.

Ciało latające może wkroczyć do jonosfery, posługując się energią kinetyczną, uzyskaną w niższych warstwach atmosfery (projekt *Lippischa*). W takim locie siła nośna i opór są znikome w porównaniu z siłą ciężkości, tor lotu odniesiony do współrzędnych nieruchomych, jest parabolą; we współrzędnych odniesionych do ziemi należy uwzględnić siłę *Coriolisa*, ponieważ ruch taki odbywać się musi z bardzo dużą prędkością. Po spadku do niższych warstw, wprowadza się ponownie w ruch silnik odrzutowy, ciało nabiera prędkości, znów wkracza do jonosfery. itd. A więc lot taki składa się z szeregu podskoków.

2. Napęd rakietowy.

Pociski V2, Wac Corporal i inne, wkraczające do jonosfery aż do wysokości *300—400 km* posługują się napędem rakietowym. Sterowanie odbywa się kosztem gazów odrzutowych, których kierunek wyjścia można zmieniać przy pomocy lotek.

Prędkości osiągnięte przekraczają *3000 km/godz.* Użyte paliwo posiadać musi dużą wartość opałową.

3. Indukcja aerodynamiczna.

Można sobie wyobrazić silnik działający na wzór pomp dyfuzyjnych. Strumień gorącej pary (np. pary olejowej) jest wyrzucony z rury, przelatuje pewną drogę w powietrzu, pociągając za sobą przez indukcję strumień powietrza, a następnie dostaje się do odpowiedniej dyszy, gdzie para jest skroplona i zmuszona do powrotu w postaci płynu do zbiornika, w którym jest podgrzany ponownie i z którego jest wyrzucony znowu w postaci gorącego gazu. Jak to już było zaznaczone, zrealizowano tego rodzaju napęd w skali laboratoryjnej do ciśnień rzędu *0,1 mm* rtęci. Nie istnieją żadne przeszkody do obniżenia osiągniętych ciśnień.

4. Napęd jonowy lub elektronowy.

Na tej samej zasadzie co i tunel o działaniu jonowym, można zbudować i silnik lotniczy. Praktyczna przeszkoda niepokonana w dobie dzisiejszej, przeciwstawiająca się realizacji takiego projektu — to ciężar obecnych źródeł prądu elektrycznego.

5. Ciśnienie radiometryczne i żaglowanie słoneczne.

Promieniowanie słoneczne pochłaniane w odpowiedni sposób w różnych punktach ciała latającego, pozwala na uzyskanie odpowiednich sił, których kierunek może być zmieniony dowolnie, przez pochylenie powierzchni pochłaniającej światło. Oczywiście siły wytworzone na m^2 powierzchni są małe i trudno sobie obecnie wyobrazić zmniejszenie obciążenia jednostkowego, aż do granicy, któraby pozwoliła nam stosowanie tego sposobu napędu i sterowania. Nie możemy jednak przemilczeć tej możliwości, która pewnego dnia może się stać aktualną.

6. Energia atomowa.

Ten sposób napędu, obiecujący w przyszłości największe możliwości, narazie jest wykluczony, ze względu na duży ciężar urządzeń.

Reasumując, możemy uważać jako jedyne możliwości doby dzisiejszej lot balistyczny i napęd rakietowy. Reszta leży narazie w sferze wyobraźni, ale każdy naukowiec i każdy inżynier muszą od czasu do czasu myśleć o przyszłości, przewidywać wszystkie możliwości, nawet utopijne i marzyć o lataniu na księżyc.

LITERATURA

1. M. SMOLUCHOWSKI — Annalen d. Phys. Vol. 6 str. 101 — (1898)
2. M. KNUDSEN. — Annalen d. Phys. 34, str. 593 (1911)
3. D. ENSKOG. — Inaugural Dissertation, Upsala (1917).
4. S. CHAPMAN. — Phil. Trans. Roy. Soc. A., 216, str. 279 (1916).
5. S. CHAPMAN and T. G. COWLING. — The Mathematical Theory of Non — Uniform Gases. Cambridge Univ. Press — (1939) str. 259 — 260.
6. Y. ROCARD. — L'Hydrodynamique et Théorie Cinétique des Gaz. Paris. Gauthiers — Villars (1932).
7. A. F. ZAHM. — Journ. of the Franklin Inst. 217, str. 153 — 166, (1934).
8. D. BURNETT. — Proc. Lond. Math. Soc., 40, str. 382 (1935).
9. H. S. TSIEN. — Journ. of the Aer. Sc. 653 — 664 (1946).
10. M. LUNTZ. — Aérodynamique Moléculaire. — La Recherche Aéronautique NN 7 i 8. (1949).

Konferencja szybkościowego skrawania metali

W dniach *11* i *12* maja b. r. odbyła się w Poznaniu „Konferencja Szybkościowego Skrawania Metali" zorganizowana przez SIMP i Instytut Obrabiarek i Narzędzi pod protektoratem Ministerstwa Przemysłu Ciężkiego. W Konferencji wzięło udział ponad *600* przedstawicieli Zakładów przemysłowych i Instytucji Naukowo-Badawczych — inżynierów, techników, przodowników pracy i racjonalizatorów — celem bliższego zapoznania się z zasadami szybkościowego skrawania, przeanalizowania dotychczasowych wyników ich stosowania oraz ustalenia wytycznych dla jak najszerszego ich rozpowszechnienia.

Referaty: prof. inż. *Biernawskiego* — „Podstawy i historia szybkościowego skrawania", mgr. inż. *Józefika* — „Trwałość ostrza w procesie szybkościowego skrawania" i ob. *Groblewskiego* — „Szybkościowe frezowanie" zapoznały uczestników Konferencji z zasadami szybkościowego skrawania opartymi na teoretycznych rozważaniach i wynikach doświadczeń. Jak wynikało z nich, przy zastosowaniu odpowiednich obrabiarek i narzędzi, przy zachowaniu ekonomicznego ich zużycia, można uzyskać wysokie szybkości i wydajności skrawania — skracając poważnie czas roboczy.

Referaty: prof. dr. inż. *Szymanowskiego* — „Obrabiarki do szybkościowego skrawania", inż. *Ankiewicza* — „Narzędzia do obróbki szybkościowej" i inż. mgr. *Sadowskiego* — „Nowoczesne metody ostrzenia narzędzi ze spieków" określiły dokładniej warunki, jakim muszą odpowiadać obrabiarki i narzędzia przy stosowaniu szybkościowego skrawania. Między innymi poruszone zostało tam zagadnienie konstruowania specjalnych obrabiarek dla skrawania szybkościowego i zwykłego.

Ob. *Jakubiak* — uczestnik wycieczki do Z.S.R.R. — omówił w obszernym referacie „Osiągnięcia radzieckie w szybkościowym skrawaniu" rewelacyjne wyniki osiągnięte i rozpowszechnione dzięki współzawodnictwu pracy i zobowiązaniom przedterminowego wykonania planów wśród robotników radzieckich oraz dzięki troskliwej opiece fachowej i współpracy ze strony techników, inżynierów i naukowców.

Rezultaty stosowania szybkościowego skrawania na terenie przemysłu polskiego omówione zostały przez inż. *Wrzoska* w referacie „Szybkościowe toczenie" oraz przez przodowników i racjonalizatorów z zakładów wytwórczych. Wypowiedzi te dowiodły, że dzięki zapałowi i wytrwałości racjonalizatorów posiadamy już szereg poważnych osiągnięć w tej dziedzinie i że należy dążyć do upowszechnienia nabytego przy nich doświadczenia.

Zagadnieniu temu poświęcony był referat mgr. inż. *Kaczmarka* „Organizacja zbierania i upowszechniania badań i osiągnięć z zakresu obróbki szybkościowej", w którym nakreślone zostały zadania dla centralizującego tę akcję Instytutu Obrabiarek i Narzędzi, zapewniające właściwą opiekę rozwojowi szybkościowego skrawania. Specjalny nacisk położony został na opiekę naukowców nad osiągnięciami warsztatowców oraz na informowanie Instytucji Naukowo-badawczych o wynikach stosowania skrawania szybkościowego w produkcji.

W rezolucji Konferencji ustalono, że szybkościowa obróbka metali stanowiąc przełom w dotychczasowych metodach skrawania, pozwala na znaczne zmniejszenie czasów roboczych, a więc wobec walki o przyspieszenie wykonania planu sześcioletniego należy dążyć do jak najszerszego jej stosowania w naszych zakładach. Podkreślono jednak, że metoda ta nie ma na celu uzyskania krótkotrwałej wysokiej szybkości skrawania, lecz podniesienie wydajności produkcji drogą stałej pracy na podwyższonych szybkościach skrawania oraz, że należy ją wprowadzać do produkcji tylko w wypadkach uzasadnionych ekonomicznie, biorąc pod uwagę całość kosztów wytwarzania.

inż. St. Sulikowski

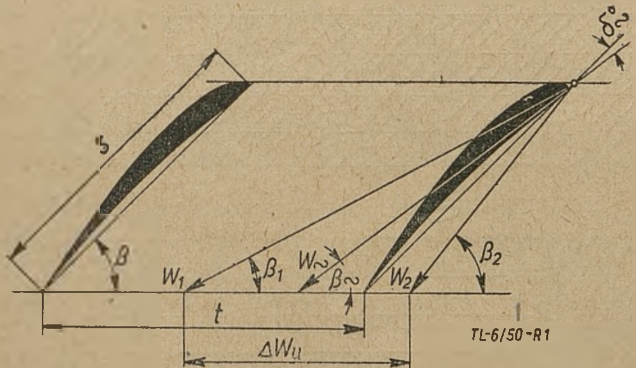
Inż. BOHDAN KRAJEWSKI
Główny Instytut Lotnictwa

Metoda obliczania charakterystyki opóźniającej palisady profilów dla małych kątów natarcia

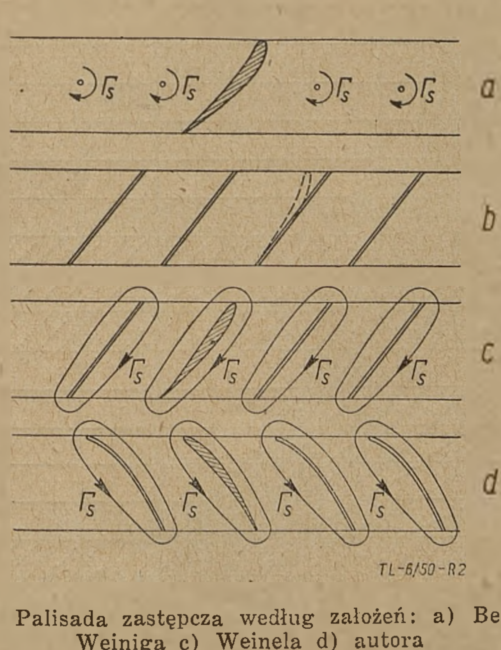
Opis metod służących do obliczania palisady profilów. Metoda Weinela oraz założenia umożliwiające obliczenie palisady opóźniającej. Porównanie teorii z pomiarami. Wnioski.

WSTĘP.

W wyniku stwierdzenia analogii między profilem łopatki maszyn wirnikowych osiowych, a profilem płatu nośnego, zaczęto stosować spostrzeżenia i badania, zdobyte na płatach nośnych, do obliczeń łopatek dmuchaw, sprężarek i turbin. Nie zagłębiając się zbytnio w przebieg rozwoju maszyn wirnikowych osiowych, można skonstatować, że w pierwszym etapie konstrukcji tego typu maszyn, pomijano wpływ wzajemny profilów w palisadzie. *Palisadą profilów* nazywać będziemy układ profilów powstały z przecięcia łopatek wirnika powierzchnią walcową o promieniu krzywizny *R*. Układ taki rozpatruje się zwykle w rozwinięciu.



Rys. 1. Zależności geometryczne palisady profilów.



Rys. 2 Palisada zastępcza według założeń: a) Betza b) Węiniga c) Weinela d) autora

Po pewnym czasie przekonano się, w oparciu o badania, że pominięcie wzajemnego wpływu profilów, prowadzi do zbyt dużych rozbieżności między pomiarami, a obliczeniem. Szereg badaczy zajął się rozwiązywaniem tego problemu, bazując, jeśli chodzi o stronę matematyczną, na odwzorowaniu podobnym. Różniono się tylko założeniami. Na *rys. 2* podano schematycznie założenia poszczególnych autorów. Za cel niniejszego artykułu postawiono sobie, porównanie wyników badań laboratoryjnych z wynikami obliczeń.

Jeśli chodzi o metodę służącą do obliczenia charakterystyki palisady profilów, to posłużono się metodą opracowaną przez *E. Weinela*, odpowiednio zmodyfikowaną i przystosowaną dla palisady opóźniającej.

I. METODA WEINELA.

Praca *Weinela* opiera się na równaniach wyprowadzonych przez *E. König'a i A. Busemann'a* dla palisady z płaskich płytek. Rozpatrując następnie funkcję potencjału prędkości wokół profilu pojedyńczego, znajduje *Weinel* różnicę pomiędzy tą funkcją, a funkcją potencjału palisady profilów:

$$\triangle f(z) \equiv f(z) - f_0(z)$$

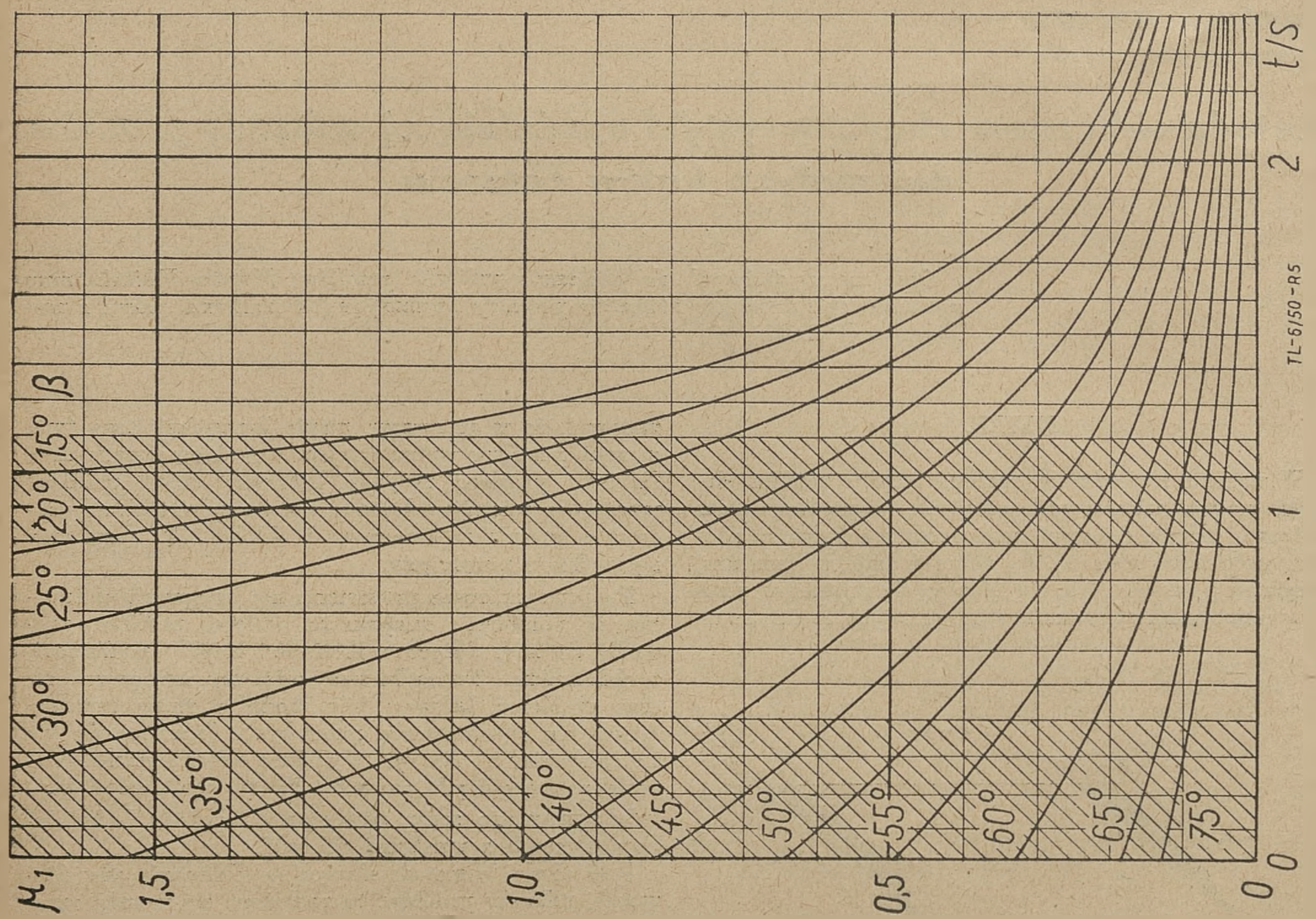
gdzie: $f_0(z) =$ funkcja potencjału profilu pojedyńczego

$f(z) =$ funkcja potencjału palisady profilów

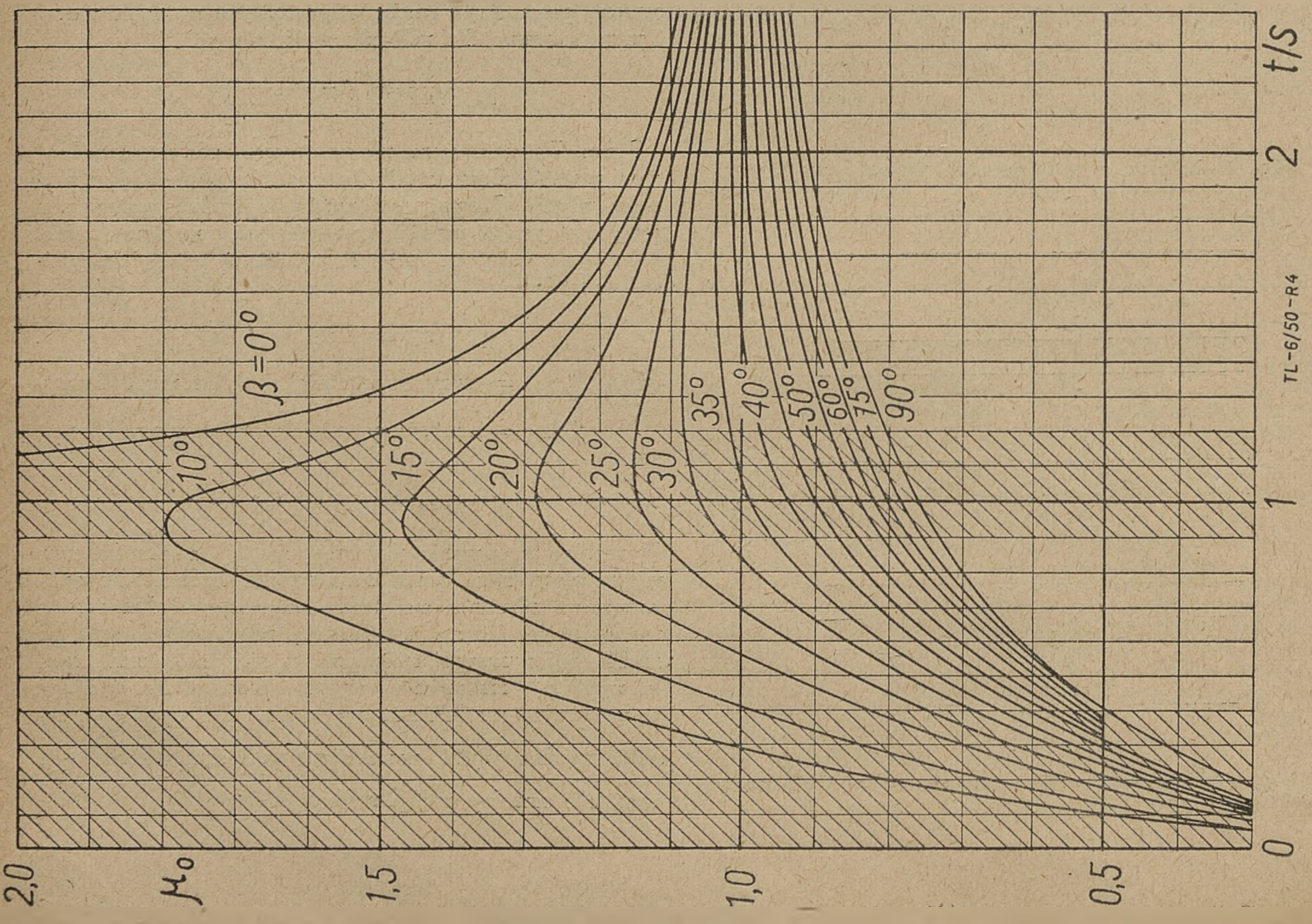
skąd

$$f(z) = f_0(z) + \triangle f(z)$$

Wyrażając to słownie powiemy, że $\triangle f(z)$ określa nam wpływ wywierany przez inne profile będące w rozpatrywanym układzie, na profil pojedyńczy. Zakładając następnie, że $f_0(z)$ jest funkcją potencjału dowolnego profilu pojedyńczego, który jest odpowiednio cienki i mało wygięty, zastąpiono wpływ pozostałych profilów w pierwszym przybliżeniu wpływem, jaki wywierają na siebie płaskie płytki, posiadające taki sam stosunek $\frac{t}{s}$, oraz taki sam kąt pochylenia β.



t/s
2
1
0
β
15°
20°
25°
30°
35°
40°
45°
50°
55°
60°
65°
75°
μ1
1,5
1,0
0,5
0
TL-6/50-R5



t/s
2
1
0
β=0°
10°
15°
20°
25°
30°
35°
40°
50°
60°
75°
90°
2,0
μo
1,5
1,0
0,5
TL-6/50-R4

Wyniki końcowe, określają współczynnik wyporu dla palisady profilów, przy małym kącie natarcia.

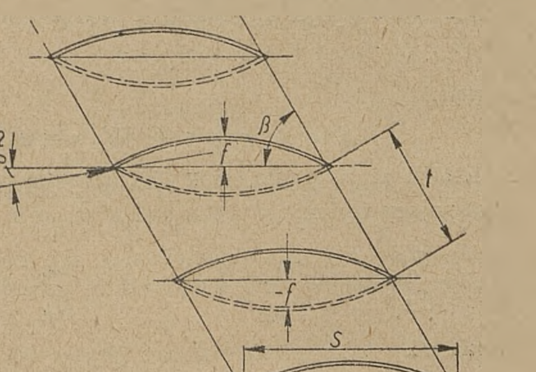
$$C_z^* = 4\pi\mu_0\left(\frac{f}{t}\right)\left[\frac{1+4\pi\left(\frac{f}{t}\right)\mu_1 tg\,\beta}{1-4\pi\left(\frac{f}{t}\right)\mu_1 tg\,\beta}\right] + 2\pi\mu_2 \sin\delta_\infty; \quad \ldots 1$$

gdzie: C_z^* = współczynnik wyporu palisady profilów
f = strzałka [m]
t = podziałka [m]
β^0 = kąt pochylenia palisady
δ^0_∞ = kąt natarcia
μ_0, μ_1, μ_2 = odpowiednie współczynniki.

Wzór, przedstawiony w tej postaci, został wyprowadzony dla profilu, zrobionego z łuku koła, przy czym reszta profilów jest zastąpiona płytkami płaskimi. Z uwagi na to, że $4\pi\left(\frac{f}{s}\right) = C_z(0)$ gdzie $C_z(0)$ jest współczynnikiem wyporu, przy kącie natarcia $\delta^0_\infty = 0$, profilu pojedyńczego, wzór ten został sprowadzony do postaci ogólnej

$$C_z^* = \mu_0 C_z(0)\left(\frac{1+\mu_1 C_z(0)\,tg\,\beta}{1-\mu_1 C_z(0)\,tg\,\beta}\right) + 2\pi\mu_2 \sin\delta_\infty; \quad \ldots 2$$

Wzór ten został wyprowadzony dla palisady przyśpieszającej to jest takiej, jaką stosuje się w turbinach. Nadaje się on również dla palisady opóźniającej profilów, jaka występuje w dmuchawach i sprężarkach osiowych, lecz w tym przypadku należy pozmieniać znaki na odwrotne przy wyrazach $C_z(0)$ i δ_∞ co odpowiada ujemnej strzałce f i ujemnemu kątowi natarcia δ_∞, jak to pokazano na *rys. 3.*



Rys. 3. Zamiana palisady przyśpieszającej na palisadę opóźniającą profilów.

Lepszą zgodność z pomiarami otrzymujemy, gdy użyjemy łuków zamiast zastępczych profilów, a nie płaskich płytek, jak to zrobił *Weinel.* Zmieni to współczynnik μ_2 który przy takim założeniu:

$$\mu_2 = \mu_0$$

I tak wzór *Weinela*, odpowiednio zmodyfikowany i przystosowany do palisady stosowanej w sprężarkach i dmuchawach osiowych, da się napisać w następujący sposób:

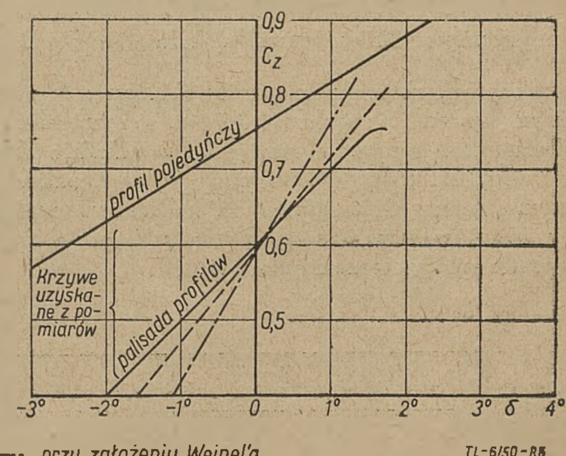
$$C_z^* = \mu_0 C_z(0)\left[\frac{1-\mu_1 C_z(0)\,tg\,\beta}{1+\mu_1 C_z(0)\,tg\,\beta}\right] + 2\pi\mu_0 \sin\delta_\infty \quad \ldots 3$$

gdzie współczynniki μ_0, μ_1 podane są na rys. 4 i 5.

Przeliczając według tego równania znajdziemy współczynnik wyporu, który jest przeważnie mniejszy niż współczynnik wyporu profilu pojedyńczego, co jest zgodne z badaniami, w przeciwieństwie do poglądów, wyrażanych przez różnych autorów, według których następuje wzrost współczynnika wyporu dla palisady opóźniającej.

Niezgodność z pomiarami tłomaczono sobie szkodliwym wpływem warstwy powierzchniowej i oporami dodatkowymi, których nie można ująć matematycznie.

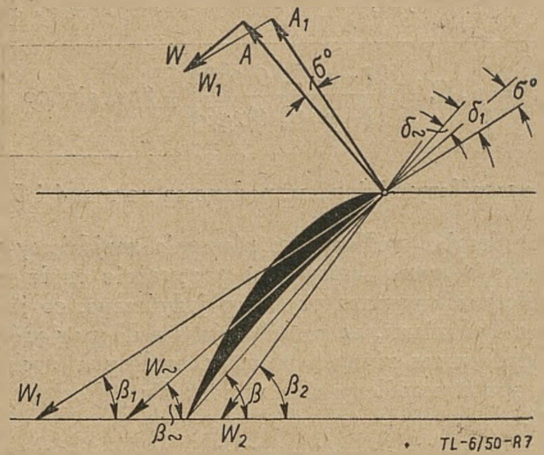
W celu uwidocznienia różnic, jakie powstają przy założeniu sąsiednich profilów, jako płaskich płytek (założenie *Weinel'a)*, względnie jako łuków (założenie autora), podajemy wykres *(rys. 6)*, w którym charakterystykę otrzymaną z pomiarów *C. Kellera*, porównano z charakterystyką obliczoną przy wyżej wspomnianych założeniach. W jakich granicach wzór *3*, jest słuszny, to znaczy przy jakich parametrach $\frac{t}{s}$, β oraz przy jakich wymiarach profilów odnośnie grubości i strzałki, wartości obliczone pokrywają się z rzeczywistymi należy sprawdzić laboratoryjnie. W drugiej części tego artykułu opierając się na badaniach przeprowadzonych przez *Yoshinori Shimoyamę*, będziemy w stanie wyciągnąć odpowiednie wnioski.



Rys. 4. Zależność współczynnika C_z^* od stosunku t/s.

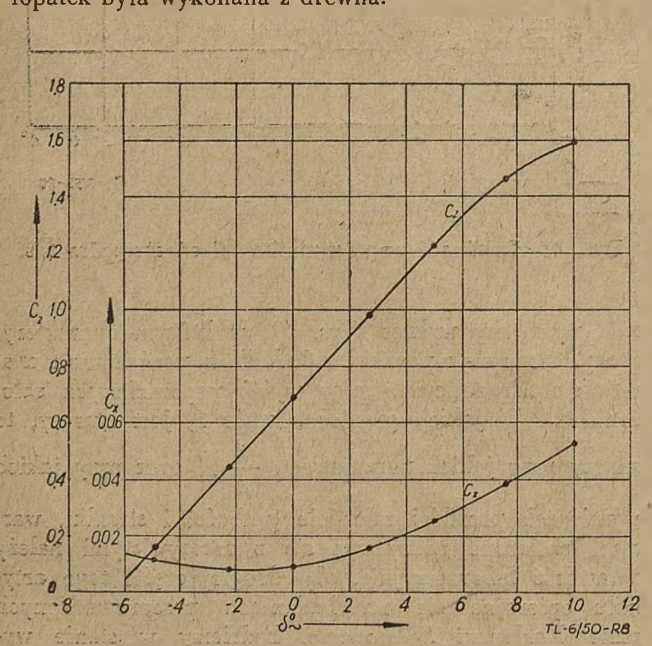
II. PORÓWNANIE TEORII Z POMIARAMI.

Z dużej ilości badań, jakie zostały opublikowane, wybrano te, które posiadały, oprócz innych pomiarów, zmierzoną charakterystykę profilu pojedyńczego, w układzie współrzędnych $[C_z, \delta\infty]$. Charakterystyka bo-



Rys. 7. Zależności geometryczne palisady badanej doświadczalnie przez Yoshinori Shimoyamę.

wiem, podana w tym układzie współrzędnych umożliwiała znalezienie współczynnika wyporu $C_z(0)$ dla kąta $\delta\infty = 0°$; Badania przeprowadzone przez *Yoshinari Shimoyamę* były wykonane w specjalnie do tego celu skonstruowanym tunelu, przy czym prędkość z jaką dokonywano pomiarów, wynosiła około $30 \left[\frac{m}{s}\right]$. Do badań, użyto profil zbliżony do profilu *Göttingen Nr 549*, przy czym cięciwa „S" wynosiła *10* cm, a rozpiętość *53* cm. Pomiary wykonywano na ogół w układzie złożonym z *5* łopatek, a wyjątkowo przy *7* i *9* łopatkach; przy czym pomiary dokonywano na środkowym profilu, który został w tym celu sporządzony z mosiądzu; reszta łopatek była wykonana z drewna.



Rys. 8. Charakterystyka pojedyńczego profilu palisady.

W czasie wykonywania pomiarów nie zmieniano kąta β, oraz stosunku $\frac{t}{s}$, zmieniano natomiast δ_1 *(rys. 7)*.

Według tych badań. wychodząc z założenia, że kąt pochylenia profilów waha się w granicach *10 — 30*, oraz stosunek $\frac{t}{s}$ w granicach $1 \div 2$, wykonano pomiary dla następujących wartości:

$$\frac{t}{s} = 0{,}75\ ;\ 1{,}0\ ;\ 1{,}5\ ;\ 2{,}0\ ;$$

$$\beta_1 = 10°\ ;\ 12{,}5°\ ;\ 15°\ ;\ 17{,}5°\ :\ 20°\ :\ 22{,}5°\ :\ 25_o\ :$$

dla tych *28* kombinacji użyto siedem wartości dla α_1 a mianowicie:

$$\alpha_1 = -5°\ ,\ -2{,}5°\ ,\ 0°\ ,\ 2{,}5°\ ,\ 5°\ ,\ 7{,}5°\ .\ 10^0$$

Na wykresach przedstawiono charakterystyki palisady profilów w układzie współrzędnycł.$[C_z^*, \delta\infty]$ oraz $[C_x^*, \delta\infty]$, przy czym jako parametry występowały: $\frac{t}{S}$ i β. Ponieważ zmienną na wykresach jest $\delta\infty$ a nie δ_1, przeliczano odpowiednie wartości w następujący sposób: oznaczmy

$$A = C_z^* \rho S \frac{w_\infty^2}{2g}\ ;\ W = C_w^* \rho S \frac{w_\infty^2}{2g} \quad \ldots . \quad 4$$

gdzie A = wypór prostopadły do w_∞

W = opór równoległy do w_∞

oraz

$$A_1 = C_{z_1}^* \rho S \frac{w_1^2}{2g}\ ;\ W_1 = C_{w_1}^* \rho S \frac{w_1^2}{2g} \quad \ldots \quad 5$$

przy czym A = wypór prostopadły do w_1

W = opór równoległy do w_1

Jak widać wprost z rysunku 7, możemy napisać:

$$\beta\infty - \beta_1 = \sigma,$$

a stąd:

$$A = A_1 \cos \sigma + W_1 \sin \sigma \quad \ldots . \quad 6$$

podstawiając równanie (*4*) *w* (5), otrzymamy: następujący wyink:

$$\frac{C_z^*}{Cz_1^*} = \left(\frac{w_1}{w_\infty}\right)^2 \left(\cos \sigma + \frac{C_{w_1}}{C_{z_1}} \sin \sigma\right) \ldots 7$$

Ponieważ

$$\frac{Cw_1}{C_{z_1}} \sin \sigma \cong 0, \text{ oraz } \cos \sigma \cong 1$$

możemy napisać:

$$\frac{C_z^*}{C_{z_1}^*} = \left(\frac{w_1}{w_\infty}\right)^2 \quad \ldots . \quad 8$$

TABELA I.

Lp.	β	tg β	Cz (0	Cz (0) tg β	t/s = 2,0 μ_0	t/s = 2,0 μ_1	t/s = 1,5 μ_0	t/s = 1,5 μ_1	t/s = 1,0 μ_0	t/s = 1,0 μ_1
1	25^0	0 4663	0,7	0,326	1,07	0,21	1,115	0,43	1,15	1,0
2	$22,5^0$	0,4142	,,	0,290	1,08	0,22	1,14	0 465	1,22	1,175
3	20^0	0,3639	,,	0 2516	1,09	0,23	1,17	0,5	1,28	1 35
4	17.5^0	0,3153	,,	0,223	1,1	0,245	1,2	0,55	1.365	1,77
5	15'	0,2679	,,	0,1875	1,11	0,26	1,23	0,61	1,46	2.18
6	12 5o	0,2217	,,	0,155	1,115	0,275	1,25	0,67	1,62	3

TABELA II.

Lp.	t/s = 2,0 C^*_z (0'; $2\pi\mu_1$	t s = 1,5 C^*_z (0 ; $2\pi\mu_0$	t/s = 1,0 C^*_z (0); $2\pi\mu_0$
1	0,652; 6,7	0,59; 7,0	0,41; 7,2
2	0.665; 6,8	0,61; 7,2	0 42; 7,65
3	0,677; 6,85	0,635; 7,38	0,436; 8,05
4	0,69; 6,9	0,656; 7,58	0,415; 8,55
5	0,706; 6,96	0,684: 7,76	0,43; 9 15
6	0,716; 7,6	0,71; 7,8	0, 15; 10 2

W wypadku gdy σ jest małe, co ma przeważnie miejsce, możemy napisać:

$$\sigma \cong \frac{w_{u_1} - w_{u_2}}{2\, w\infty} \sin \beta_1$$

a stąd określić kąt natarcia:

$$\delta\infty = \delta_1 - \sigma \quad \ldots\ 9$$

Znajdując *W* podobnie jak *A* w rów. *(6)*;

$$W = W_1 \cos\sigma - A_1 \sin\sigma \quad \ldots\ 10$$

obliczamy

$$C_*^* = (C_{x_1}{}^* \cos\sigma - C_{z_1}{}^* \sin\sigma)\ \frac{C_*^*}{C_{*_1}} \ldots\ 11$$

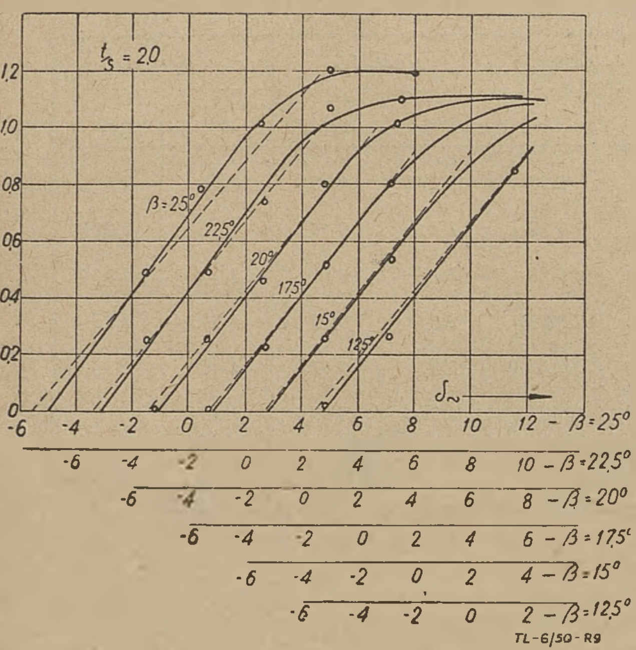
Wyniki badań przedstawiono na wykresach *(rys. 9* do *rys. 13)*. Krzywe wyciągnięte linią przerywaną otrzymano z obliczenia na podstawie wzoru *3*. Wartości obliczone lub wzięte z wykresów I i II zebrano ponadto w tabeli I i II.

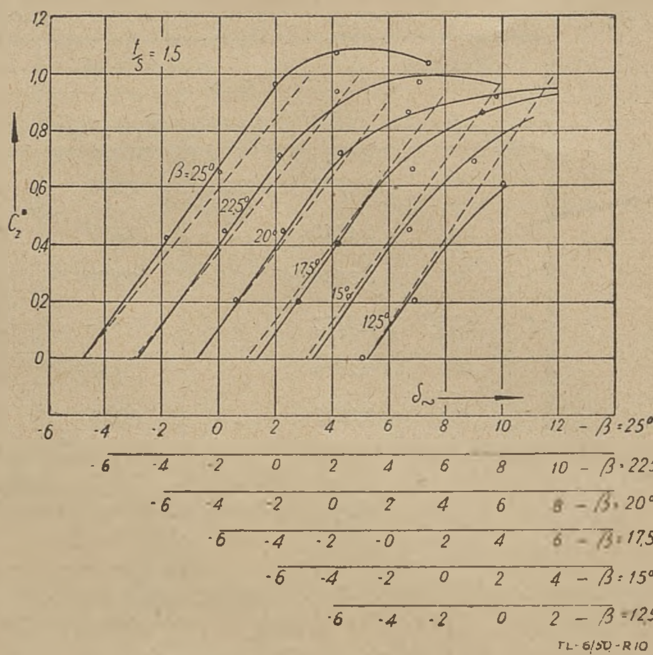
Porównując wyniki badań z wartościami obliczonymi, możemy dojść do następujących wniosków:

a) Współczynnik wyporu dla palisady opóźniającej profilów jest w obszarze rozpatrywanych parametrów β i $\frac{t}{s}$ mniejszy od współczynnika wyporu profilu pojedyńczego (mowa jest o wartościach współczynnika wyporu w punkcie $\delta = 0^o$), przy czym współczynnik ten zmniejsza się w zależności od stosunku $\frac{t}{s}$. W granicach wartości $\frac{t}{s}$ stosowanych w sprężarkach i dmuchawach, nie można do obliczeń stosować danych, bezpośrednio wziętych z charakterystyki profilu pojedyńczego.

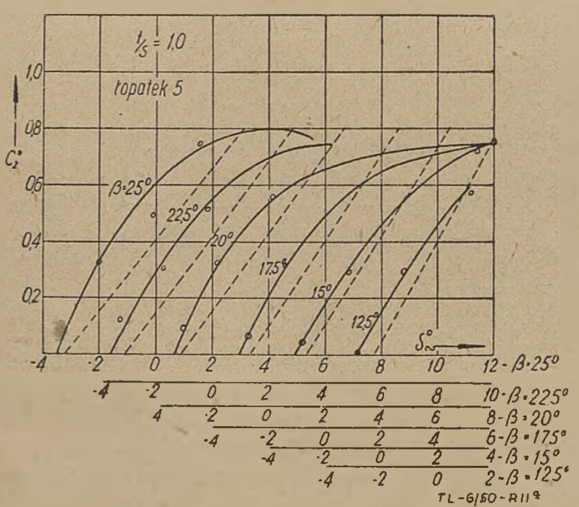
b) Zmodyfikowany wzór *Weinela*, w zupełności odpowiada praktycznym wymogom. Charakterystyki obliczone z równania *3*, odbiegają jednak znacznie od pomierzonych począwszy od punktu, od którego rozpoczyna się oderwanie czynnika od powierzchni opływanej. Oderwanie czynnika zachodzi przeważnie wtedy, gdy żąda się zbyt gwałtownej zmiany ciśnienia. a związane jest to ze zbyt dużym kątem natarcia δ_∞, przy czym czynnik, który posiada zmniejszoną prędkość w warstwie powierzchniowej nie może przedostać się w obszar zwiększonego ciśnienia. W wyniku zjawiska oderwania połączonego z wystąpieniem wirów, mamy straty. Z badań *C. Kellera i Yoshinori Shimoyamy* można przypuszczać, że granica stosowalności tego wzoru jest ściśle związana z najmniejszą wartością współczynnika oporu C^*_x, jeśli chodzi o kąt natarcia, przy czym dla ujemnych kątów natarcia jest o wiele większa dokładność obliczeń niż dla dodatnich.

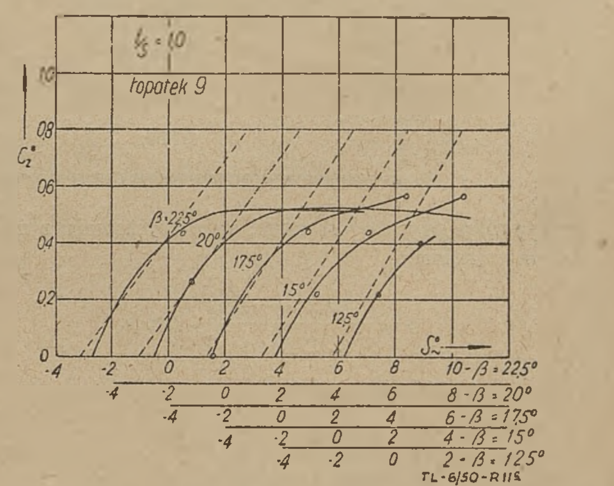
c) Współczynnik oporu C^*_x jest większy dla palisady opóźniającej profilów niż dla profilu pojedyńczego, przy czym wzrasta on z malejącym $\frac{t}{s}$. Przy małych wartościach $\frac{t}{s}$ kąt pochylenia układu β ma większy wpływ na współczynnik C^*_x.



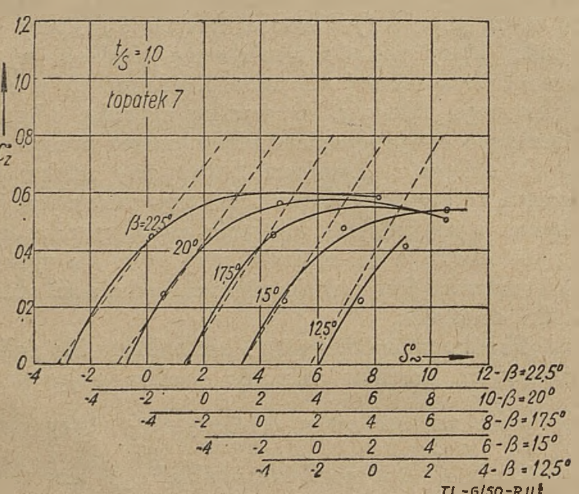


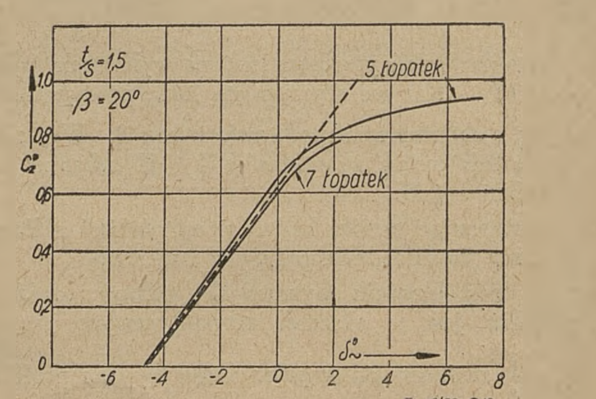
Rys. 9 i 10. Porównanie wyniku badań Yoshinori Shi·moyamy z obliczeniem wykonanym metodą autora.
——— wyniki badań Yoshinori Shimoyamy
— — — — obliczenie w/g założeń autora.



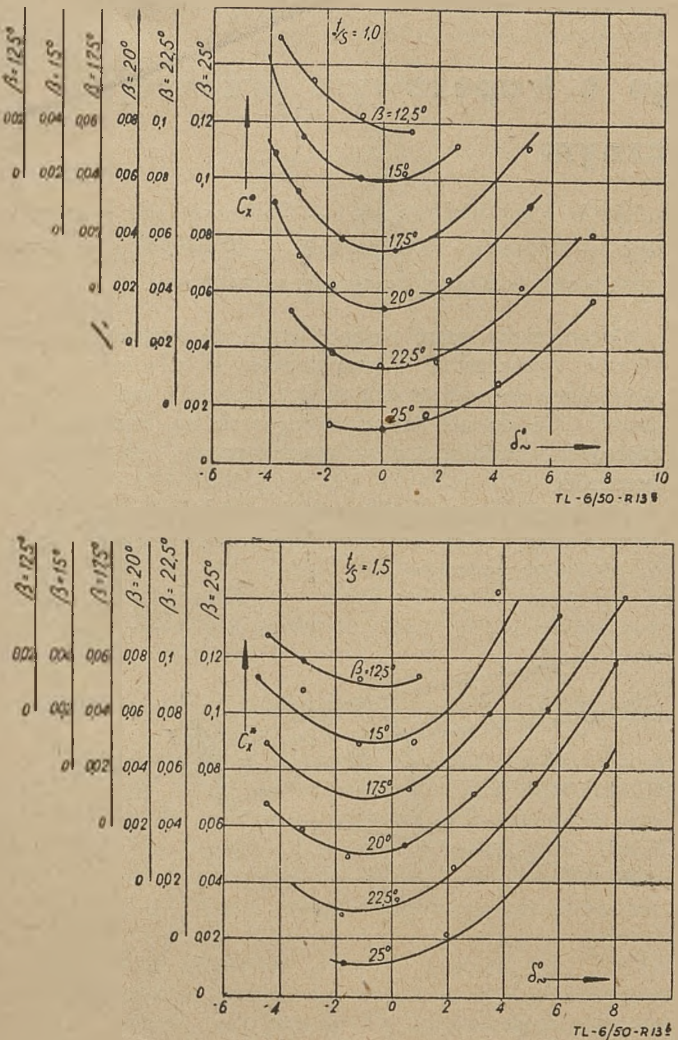


Rys. 11a, b, c. Porównanie wyników badań Yoshinori Shimoyamy z obliczeniem wykonanym metodą autora dla różnej ilości łopatek.
——— wyniki badań Yoshinori Shimoyamy
— — — — obliczenie w/g założeń autora.





Rys. 12. Wpływ ilości łopatek na zależność palisady opóźniającej.



Rys. 13a, b. Zależność współczynników oporu palisady profilów o dkąta natarcia, kąta pochylenia łopatek oraz stosunku t/s.

ZAKOŃCZENIE

W wielu wypadkach budowanie urządzeń próbnych związane jest z trudnościami natury finansowej, jak również i z trudnościami technicznymi jak np. brak odpowiedniego warsztatu, surowca lub kadr fachowców. Urządzenia takie umożliwiłyby uzyskanie potrzebnych danych biurom konstrukcyjnym, bez których projekt nie ma podstaw i gwarancji pracy takiej, jakiej od niego zażądano.

Jedyną drogą, któraby umożliwiła dostarczenie pewnych danych do konstrukcji, a jednocześnie nie byłaby połączona z dużym wydatkiem finansowym, jest opracowanie teoretyczne konkretnego problemu w oparciu o wykonane konstrukcje lub badania. Dotychczasowe teorie i hipotezy wysuwane przez różnych autorów nie pokrywały się z wynikami badań. Autor tego artykułu, przekształcając odpowiednio równanie *E Weinel'a* doszedł do wyników, które z dużą dokładnością pokrywają się z wynikami, otrzymanymi drogą pomiarów.

LITERATURA

1. *Beiträge zur rationellen Hydrodynamik der Gitterströmung — E. Weinel. V. Band. 1934.*
2. *Tests of cascades of airfoils for retarded Flow by Yoshinori Shimoyama T. S. of Mech. E., Japan Vol 3, Nr 13, November 1937.*
3. *Der Einfluss des Schaufelwiderstandes auf die Winkelübertreibung axial durchströmter Turbomaschinen F. Weinig — Jahrbuch 1941 der deutschen Luftfahrtforschung.*

W najbliższych zeszytach naszego pisma poruszymy następujące tematy:

Możliwości ulepszeń w lotniczych silnikach tłokowych.
Współczesne paliwa lotnicze.
Eksploatacja silników w zimowych warunkach.
Chłodzenie łopatek turbin spalinowych.
Automatyczne sterowanie samolotów.
Stateczność boczna samolotów.
Stateczność dynamiczna podłużna z uwzględnieniem wpływu ściśliwości ośrodka.
Przyczynki do obliczania sprężarek i wentylatorów osiowych (cykl).
Połączenia klejone w lotnictwie
oraz szereg innych.

Jednocześnie wprowadzamy nowy dział — „Przy rysownicy", gdzie będziemy podawali praktyczne wskazówki dla konstruktorów.

Prosimy naszych czytelników o zgłaszanie tematów, jakie chcieliby jeszcze ujrzeć w Technice Lotniczej oraz zapraszamy do współpracy autorskiej z redakcją.

Dr inż. JERZY LEYKO

Obliczenie kadłuba kratowego o trapezowym przekroju poprzecznym

Wstęp. — Obliczenie obciążenia ścian wzdłużnych. — Obliczenie siły w pręcie przekątnym przegrody zerowej. — Obliczenie sił w prętach. — Wypadek, gdy jeden z prętów ściany wzdłużnej zastąpiono przekątną przegrody wewnętrznej.

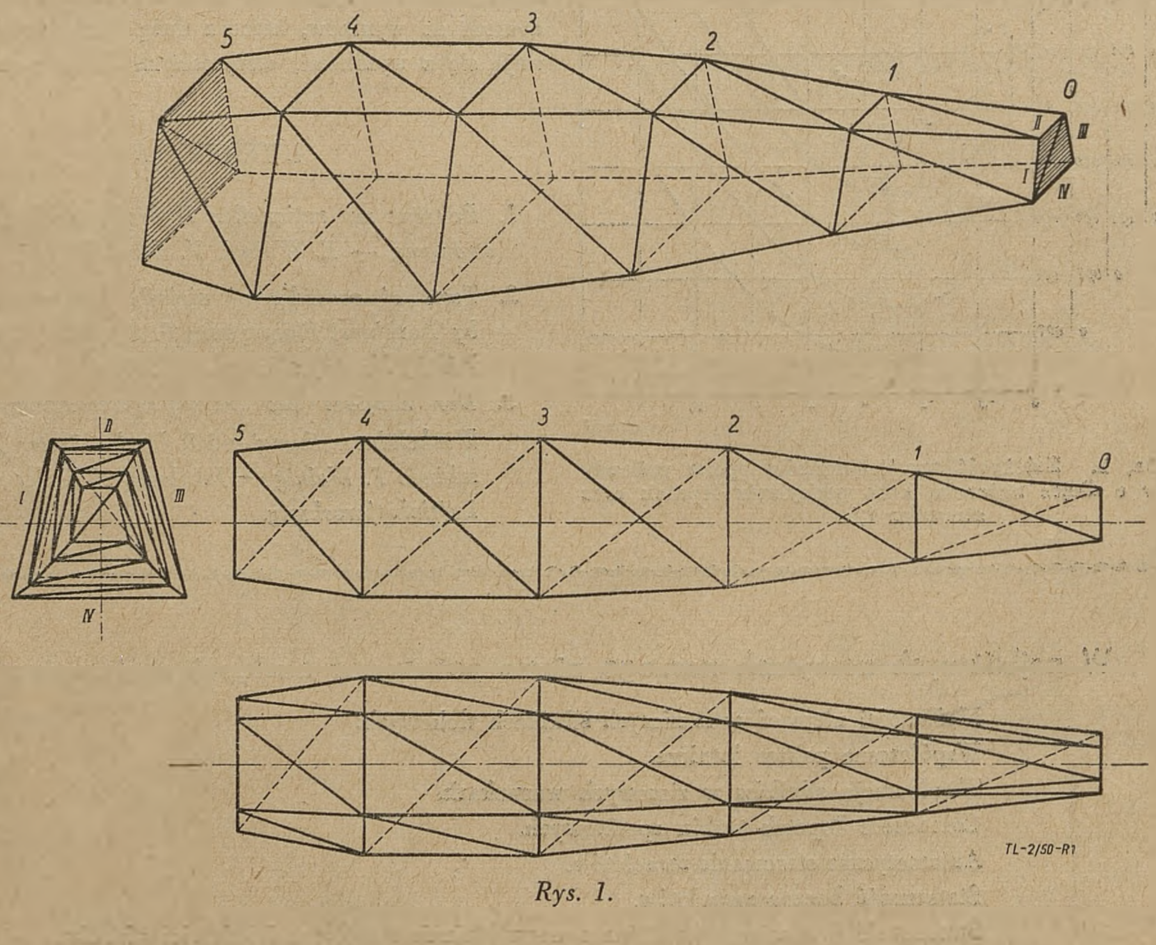
1. WSTĘP.

Zadaniem naszym będzie obliczenie sił wewnętrznych w prętach kratownicy kadłuba samolotu, którą przedstawia rysunek *1*.

Kratownica ta posiada przegrody mające kształt trapezów równoramiennych o płaszczyznach równoległych oznaczone na rysunku cyframi *0, 1, 2*......

Ograniczymy nasze rozpatrywania do kratownicy statycznie wyznaczalnej i przyjmiemy, że siły zewnętrzne przyłożone do węzłów kratownicy łącznie z reakcjami są znane. Co do sił zewnętrznych zrobimy jeszcze założenie, że działają one w płaszczyznach odpowiednich przegród.

Ponieważ kratownica ma być z założenia statycznie wyznaczalna, tylko końcowe przegrody posiadać będą

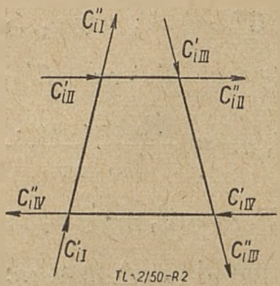


Rys. 1.

Założymy, że odpowiadające sobie boki tych trapezów są do siebie równoległe. Przy tym założeniu każda z czterech ścian wzdłużnych kratownicy kadłuba, oznaczonych przez I, II, III, IV, składać się będzie z szeregu kratownic płaskich o obrysach trapezowych, załamanych na krawędziach odpowiednich przegród. Te płaskie kratownice z których składają się ściany wzdłużne nazywać będziemy dalej ściankami. Wszystkie pręty wchodzące w skład naszej kratownicy uważać będziemy jako połączone ze sobą przegubowo.

przekątne. W przedstawionym na *rys. 1* przykładzie będą to przegrody oznaczone cyframi *0 i 5*. Przypadek gdy jeden z prętów ściany wzdłużnej zostanie zastąpiony prętem stanowiącym przekątną jednej z przegród wewnętrznych, rozpatrzony będzie osobno na końcu tej pracy. Przed przystąpieniem do obliczenia sił w prętach, rozłożymy wszystkie siły zewnętrzne, przyłożone do węzłów kratownicy, wzdłuż osi prętów odpowiedniej przegrody schodzących się w danym węźle. (Możemy to przeprowadzić gdyż założyliśmy, że siły działają

w płaszczyznach poszczególnych przegród). Przykład tego rozłożenia i oznaczenia składowych na przegrodzie i — tej podaje *rys. 2.*



Rys. 2.

Kierunki tych składowych sił zostały przyjęte jako dodatnie, gdy starają się one wywołać obrót przegrody zgodnie z ruchem wskazówek zegara, jeśli patrzymy się w kierunku wzrastających indeksów oznaczających przegrody. Tak np. siły $C'_{i\,II}$ i $C''_{i\,II}$ oznaczają składowe sił zewnętrznych działające wzdłuż osi prętu należącego do ściany II. Znaczenie indeksów ′ oraz ″ widoczne jest bezpośrednio z rysunku.

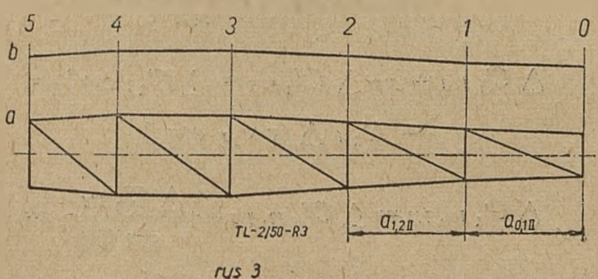
2. OBLICZENIE OBCIĄŻEŃ ŚCIAN WZDŁUŻNYCH.

Wyobraźmy sobie teraz, że wycinamy z kratownicy kadłuba jej cztery ściany wzdłużne, rozcinając kadłub wzdłuż prętów podłużnic i przecinając przekątne w przegrodach końcowych. Rozpatrzymy równowagę każdej z wyciętych ścian obciążonej siłami zewnętrznymi, które przypadły na nią z przeprowadzonego uprzednio rozkładu.

Zaczniemy od ściany górnej t. j. ściany II. Na rysunku *3* podane są rzuty tej ściany na dwie płaszczyzny:

a) na płaszczyznę prostopadłą do płaszczyzn przegród i równoległą do osi prętów przegród, należących równocześnie do ściany II;

b) na płaszczyznę prostopadłą do osi tych prętów.

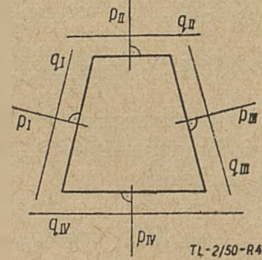


Rys. 3.

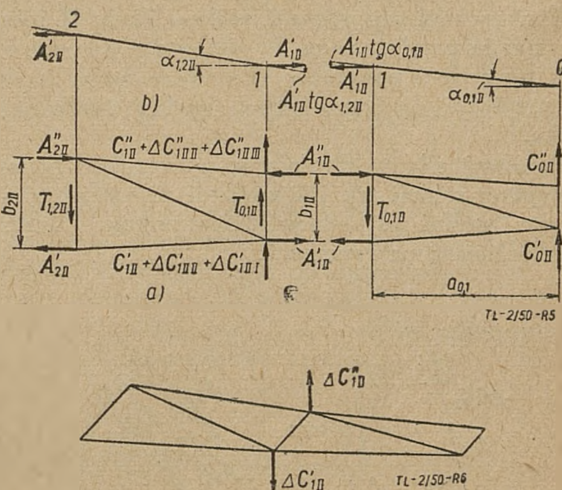
W dalszych rozważaniach będziemy rzutowali pozostałe ściany na podobnie zdefiniowane płaszczyzny. *Rys. 4* przedstawia ślady tych płaszczyzn na płaszczyźnie jednej z przegród poprzecznych. Ślad płaszczyzny określonej w punkcie a) którą oznaczać będziemy Q_{II}, zaznaczono przez q_{II}, zaś ślad płaszczyzny określonej w punkcie b) którą oznaczać będziemy P_{II}, zaznaczono przez p_{II}.

Podobne oznaczenia wprowadzono na rysunku *4*, dla analogicznych płaszczyzn odpowiadających pozostałym ścianom wzdłużnym.

Rozpatrzymy najpierw równowagę dwu pierwszych ścianek, ściany II. Ścianki te są płaskimi kratownicami, których rzuty na płaszczyzny Q_{II} i P_{II} przedstawione są na *rys. 5.*



Rys. 4.



Rys. 5 i rys. 6.

Dla zachowania równowagi pierwszej ścianki obciążonej na końcu siłami $C'_{0\,II}$ i $C''_{0\,II}$ należy przyłożyć układ sił, których rzuty na płaszczyznę O_{II} oznaczone zostały na *rys. 5a*, przez $A'_{1\,II}$; $A''_{1\,II}$ i $T_{0,1\,II}$. Z warunków równowagi dla rzutu tej ścianki otrzymujemy:

$$T_{0,1\,II} = C'_{0\,II} + C''_{0\,II}$$

$$A'_{1\,II} = A''_{1\,II} = \frac{(C'_{0\,II} + C''_{0\,II})}{b_{1\,II}} \cdot a_{0,1} = \frac{T_{0,1\,II} \cdot a_{0,1}}{b_{1\,II}} \quad \ldots . 1$$

przy czym $a_{0,1}$ pokrywa się z odległością między przegrodami *0* i *1.* W myśl zasady działania i oddziaływania, należy przyłożyć do drugiej ścianki rozpatrywanej ściany siły o rzutach równych co do wielkości, lecz przeciwnie skierowanych. Siły których rzuty oznaczono przez $A'_{1\,II}$ i $A''_{1\,II}$ działające na ściankę *0—1*, która stanowi kratownicę płaską, mogą leżeć tylko w płaszczyźnie tej kratownicy, podobnie jak analogiczne siły działające na ściankę *1—2*, mogą też leżeć tylko w płaszczyźnie tej ścianki. Rzeczywiste kierunki tych sił zaznaczone zostały na *rys 5b.* Siły te dają składowe prostopadłe do płaszczyzny Q_{II} równe odpowiednio:

$$A'_{1\,II}\, tg\,\alpha_{0,1\,II} \quad \text{i} \quad A'_{1\,II}\, tg\,\alpha_{1,2\,II} \quad . \; . \quad 2a$$

Przez $\alpha_{0,1\,II}$ i $\alpha_{1,2\,II}$ oznaczono kąty nachylenia ścianek 0—1 i 1—2 względem płaszczyzny Q_{II}. Podobnie siły o rzutach $A''_{1\,II}$ dadzą składowe:

$$A''_{1\,II}\, tg\,\alpha_{0,1\,II} = A'_{1\,II}\, tg\,\alpha_{0,1\,II};$$

$$A''_{1\,II}\, tg\,\alpha_{1,2\,II} = A'_{1\,II}\, tg\,\alpha_{1,2\,II} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 2b$$

Aby możliwa była równowaga izolowanej ściany II, należy ją podeprzeć dwoma równymi i przeciwnie skierowanymi siłami o wielkości

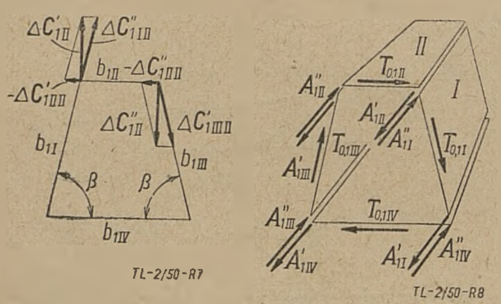
$$\triangle C'_{1\,II} = \triangle C''_{1\,II} = A'_{1\,II}\,(tg\,\alpha_{1,2\,II} - tg\,\alpha_{0,1\,II}) =$$

$$= A'_{1,II}\,\triangle\, tg\,\alpha_{1\,II} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 3$$

tak jak to wskazuje rysunek *6*.

Możemy więc rozpatrywać osobno ścianę II jeżeli założymy, że przyłożone są do niej wyżej znalezione siły. Siły równe lecz przeciwnie skierowane należy wobec tego przyłożyć do odpowiednich węzłów kratownicy kadłuba.

Ponieważ siły te działają w płaszczyźnie przegrody, postąpimy z nimi tak jak z siłami zewnętrznymi i rozłożymy wzdłuż osi odpowiednich prętów. Rozłożenia tego dokonano na rysunku *7*.



Rys. 7 i 8.

Przy oznaczeniach jak na rysunku *7*, zgodnie z przyjętym uprzednio dodatnim kierunkiem sił, mamy:

$$\triangle C''_{1\,I,\,II} = \triangle C'_{1\,III,\,II} = \frac{\triangle C'_{I\,II}}{\sin\beta} =$$

$$= A'_{1\,II}\,\triangle\, tg\,\alpha_{1\,II}\,\frac{1}{\sin\beta} \quad . \; . \; . \quad 4$$

$$\triangle C'_{1\,II,\,II} = \triangle C''_{1\,II,\,II} = -\triangle C'_{1\,II}\, ctg\,\beta = -$$

$$- A'_{1\,II}\,\triangle\, tg\,\alpha_{1\,II}\, ctg\,\beta$$

Obliczone powyżej siły dodatkowe należy dołączyć do obciążeń zewnętrznych. przypadających na odpowiednie ściany w przegrodzie *1*.

Podobnie jak rozpatrywaliśmy ścianę II należy postąpić z pozostałymi ścianami. Tak więc rozpatrując rzuty pierwszych ścianek I, III i IV, na płaszczyzny Q_I, Q_{III}, Q_{IV} otrzymamy przy oznaczeniach analogicznych jak poprzednio:

$$T_{0,1\,I} = C'_{0\,I} + C''_{0\,I}; \quad A'_{1\,I} = A''_{1\,I} = \frac{T_{0,1\,I}\,.\,a_{0,1}}{b_{1\,I}};$$

$$\triangle C'_{1\,I} = \triangle C''_{1\,I} = A'_{1\,I}\,(tg\,\alpha_{1,2\,I} - tg\,\alpha_{0,1\,I}) =$$

$$= A'_{1\,I}\,\triangle\, tg\,\alpha_{1\,I}; \quad T_{0,1\,III} = C'_{0\,III} + C''_{0\,III};$$

$$A'_{1\,III} = A''_{1\,III} = \frac{T_{0,1\,III}\,.\,a_{0,1}}{b_{1\,III}} \quad . \; . \; . \; . \quad 5$$

$$\triangle C'_{1\,III} = \triangle C''_{1\,III} = A'_{1\,III}\,(tg\,\alpha_{1,2\,III} - tg\,\alpha_{0,1\,III}) =$$

$$= A'_{1\,III}\,\triangle\, tg\,\alpha_{1\,III};$$

$$T_{0,1\,IV} = C'_{0\,IV} + C''_{0\,IV};\; A'_{1\,IV} = A''_{1\,IV} = \frac{T_{0,1\,IV}\,.\,a_{0,1}}{b_{1\,IV}};$$

$$\triangle C'_{1\,IV} = \triangle C''_{1\,IV} = A'_{1\,IV}\,(tg\,\alpha_{1,2\,IV} - tg\,\alpha_{0,1\,IV}) =$$

$$= A'_{1\,IV}\,\triangle\, tg\,\alpha_{1\,IV}$$

Przy czym $a_{0,1}$, tak jak poprzednio, jest odległością między przegrodami *0* i *1*; $\alpha_{0,1}$ i $\alpha_{1,2}$ z indeksami I, III, IV, oznaczają kąty nachylenia odpowiednich ścianek ścian wzdłużnych, względem płaszczyzn Q_I, Q_{III}, Q_{IV}. Znaczenia $b_{1\,I}$, $b_{1\,III}$ i $b_{1\,IV}$ podaje rysunek *7*.

Kierunki sił $A'_{1\,I}$ .... $A''_{1\,IV}$ i $T_{0,1\,I}$ ... $T_{0,1\,IV}$ działających na ścianki *0—1* zaznaczone zostały na *rys. 8*. Siły dodatkowe $\triangle C'_{1\,I}$ .... $\triangle C''_{1\,IV}$, jako prostopadłe do płaszczyzn Q_I .... Q_{IV} działają w płaszczyźnie przegrody *1*, oraz są prostopadłe do osi odpowiednich prętów tej przegrody. Siły rozłożymy analogicznie jak rozłożyliśmy poprzednio siły $\triangle C'_{I\,II}$ i $\triangle C''_{I\,II}$. Z rysunków *9a, b, c* otrzymujemy:

$$\triangle C'_{1\,II,\,I} = \triangle C''_{1\,IV,\,I} = \frac{\triangle C'_{1\,I}}{\sin\beta} =$$

$$= A'_{1\,I}\,\triangle\, tg\,\alpha_{1\,I}\,\frac{1}{\sin\beta}$$

$$\triangle C'_{1\,I,\,I} = -\triangle C''_{1\,I,\,I} = \triangle C'_{1\,I}\, ctg\,\beta =$$

$$= A'_{1\,I}\,\triangle\, tg\,\alpha_{1\,I}\, ctg\,\beta$$

$$\triangle C'_{1\,IV,\,III} = \triangle C''_{1\,II,\,III} = \frac{\triangle C'_{1\,III}}{\sin\beta} =$$

$$= A'_{1\,III}\,\triangle\, tg\,\alpha_{1\,III}\,\frac{1}{\sin\beta}$$

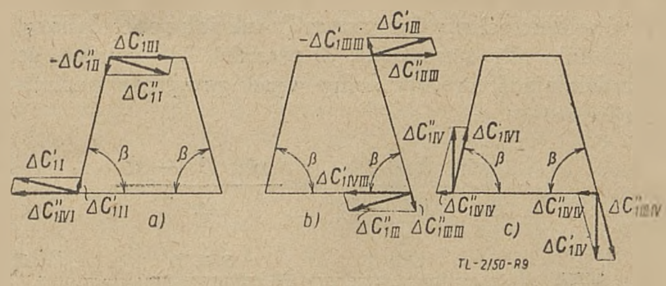
$$\triangle C'_{1\,III,\,III} = -\triangle C''_{1\,III,\,III} = -\triangle C'_{1\,III}\, ctg\,\beta =$$

$$= -A'_{1\,III}\,\triangle\, tg\,\alpha_{1\,III}\, ctg\,\beta$$

$$\triangle C'_{1\,I,\,IV} = \triangle G''_{1\,III,\,IV} = \frac{\triangle C'_{1\,IV}}{\sin\beta} =$$

$$= A'_{1\,IV}\,\triangle\, tg\,\alpha_{1\,IV}\,\frac{1}{\sin\beta}; \quad \triangle C'_{1\,IV,\,IV} = \triangle C''_{1\,IV,\,IV} =$$

$$= \triangle C'_{1\,IV}\, ctg\,\beta = A'_{1\,IV}\,\triangle\, tg\,\alpha_{1\,IV}\, ctg\,\beta \quad . \; . \; . \; . \quad 6$$



Rys. 9.

Mając już w powyższy sposób rozłożone siły dodatkowe możemy przejść do rozpatrywania następnych ścianek. Rozpatrując równowagę ścianki *1—2* ściany II *(rys. 5)* otrzymujemy:

$$T_{1,2\,II} = To_{1,\,II} + C'_{1\,II} + C''_{1\,II} +$$

$$+\triangle C'_{1\,II,\,II} + \triangle C''_{1\,II,\,II} + \triangle C'_{1\,II,\,I} + \triangle C''_{1\,II,\,III}$$

$$A'_{2\,II} = A''_{2\,II} = \frac{A'_{1\,II}\, b_{1\,II} + T_{1,2\,II}\cdot a_{1,2\,II}}{b_{2\,II}} =$$

$$= \frac{To_{,1\,II}\cdot ao_{,1} + T_{1,2\,II}\cdot a_{1,2\,II}}{b_{2\,II}} = \frac{M_{,II}}{b_{2\,II}} \quad . . 7$$

We wzorach 7, $T_{1,2II}$ *i* M_{2II} obliczamy tak jak siłę poprzeczną i moment gnący w przekroju odpowiadającym przegrodzie *2*, dla kratownicy płaskiej, będącej rzutem ścianek *0—1* i *1—2* ściany II na płaszczyznę Q_2.

Podobne wzory otrzymujemy dla odpowiednich ścianek pozostałych ścian wzdłużnych. Dalej musimy postąpić tak jak poprzednio, to znaczy: obliczyć dodatkowe siły na przegrodzie *2*, rozłożyć je na odpowiednie ściany i przejść z kolei do następnej przegrody. Przechodząc w ten sposób od przegrody do przegrody, otrzymujemy następujące ogólne wzory:

$$T_{i,\,i+1,\,II} = T_{i-1,\,i\,I} + C'_{i\,I} + C''_{i\,II} +$$

$$+\triangle C'_{i\,I\,I} + \triangle C''_{i\,I,\,I} + \triangle C'_{i\,I\,II} + \triangle C''_{i\,I,\,II}$$

$$T_{i,\,i+1,\,I} = T_{i-1,\,i\,I} + C'_{i\,II} + C''_{i\,II} +$$

$$+\triangle C'_{i\,II,\,II} + \triangle C''_{i\,II,\,II} + \triangle C'_{i\,II,\,I} + \triangle C''_{i\,II,\,III}$$

$$T_{i,\,i+1,\,III} = T_{i-1,\,i\,III} + C'_{i\,III} + C''_{i\,III} +$$

$$+\triangle C'_{i\,III,\,III} + \triangle C''_{i\,III,\,III} + \triangle C'_{i\,III\,II} + \triangle C''_{i\,III,\,IV}$$

$$T_{i,\,i+1,\,IV} = T_{i-1,\,i\,IV} + C'_{i\,IV} + C''_{i\,IV} +$$

$$+\triangle C'_{i\,IV,\,IV} + \triangle C''_{i\,IV,\,IV} + \triangle C''_{i\,IV,\,III} + \triangle C''_{i\,IV,\,I} \quad . . 8a$$

$$M_{i\,I} = M_{i-1\,I} + T_{i-1,\,i\,I}\, a_{i-1,\,i}\,; \quad M_{i\,II} = M_{i-1\,II} + T_{i-1,\,i\,II}\, a_{i-1,\,i}\,;$$

$$M_{i\,III} = M_{i-1,\,III} + T_{i-1,\,i\,III}\,.\, a_{i-1,\,i}\,;$$

$$M_{i\,IV} = M_{i-1\,IV} + T_{i-1,\,i\,IV}\, a_{i-1,\,i} \quad . . . 8b$$

$$A'_{i\,I} = A''_{i\,I} = \frac{M_{i\,I}}{b_{i\,I}}\,; \quad A'_{i\,II} = A''_{i\,II} = \frac{M_{i\,II}}{b_{i\,II}}\,;$$

$$A'_{i\,III} = A''_{i\,III} = \frac{M_{i\,III}}{b_{i\,III}}\,; \quad A'_{i\,IV} = A''_{i\,IV} = \frac{M_{i\,IV}}{b_{i\,IV}}\,; \quad . . . 8c$$

$$\triangle C'_{i\,I,\,I} = -\triangle C''_{i\,I,\,I} = A'_{i\,I} \triangle tg\,\alpha_{i\,I}\, ctg\,\beta\,;$$

$$\triangle C'_{i\,II,\,II} = \triangle C''_{i\,II,\,II} = -A'_{i\,II} \triangle tg\,\alpha_{i\,II}\, ctg\,\beta$$

$$\triangle C'_{i\,III,\,III} = -\triangle C''_{i\,III,\,III} = -A'_{i\,III} \triangle tg\,\alpha_{i\,III}\, ctg\,\beta\,;$$

$$\triangle C'_{i\,IV,\,IV} = \triangle C''_{i\,IV,\,IV} = A'_{i\,IV} \triangle tg\,\alpha_{i\,IV}\, ctg\,\beta \quad . . . 8d$$

$$\triangle C'_{i\,I,\,IV} = \triangle C'_{i\,III,\,IV} = A'_{i\,IV} \triangle tg\,\alpha_{I\,IV} \frac{1}{sin\,\beta}\,;$$

$$\triangle C'_{i\,II,\,I} = \triangle C''_{i\,IV,\,I} = A'_{i\,I} \triangle tg\,\alpha_{i\,I} \frac{1}{sin\,\beta}\,;$$

$$\triangle C''_{i\,I,\,II} = \triangle C'_{i\,III,\,II} = A'_{i\,II} \triangle tg\,\alpha_{i\,II} \frac{1}{sin\,\beta}\,;$$

$$\triangle C''_{i\,II,\,III} = \triangle C'_{i\,IV,\,III} = A'_{i\,III} \triangle tg\,\alpha_{i\,III} \frac{1}{sin\,\beta}\,; \quad . . 8e$$

We wzorach tych jak poprzednio $M_{i\,I} \ldots M_{i\,IV}$ oznaczają momenty gnące obliczone dla kratownic płaskich stanowiących rzuty ścian I...IV na płaszczyzny $Q_I \ldots Q_{IV}$, w przekrojach odpowiadających przegrodzie i-tej. $T_{i-1,\,i\,I} \ldots T_{i-1,\,i\,IV}$ grają rolę sił poprzecznych w przedziale *i-l* oraz *i* tychże kratownic.

Poza tym:

$$\triangle tg\,\alpha_{i\,I} = \triangle tg\,\alpha_{i\,III} = tg\,\alpha_{i,\,i+1\,I} - tg\,\alpha_{i-1,\,i\,I}$$

$$\triangle tg\,\alpha_{i\,II} = tg\,\alpha_{i,\,i+1\,II} - tg\,\alpha_{i-1,\,i\,II} \quad . . . 9a$$

$$\triangle tg\,\alpha_{i\,IV} = tg\,\alpha_{i,\,i+1\,IV} - tg\,\alpha_{i-1,\,i\,IV}$$

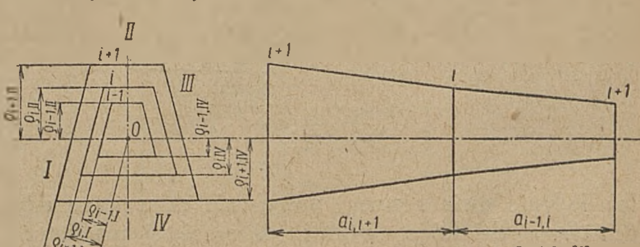
gdzie:

$$tg\,\alpha_{i,\,i+1\,I} = \frac{\rho_{i+1,\,I} - \rho_{i\,I}}{a_{i,\,i+1}}$$

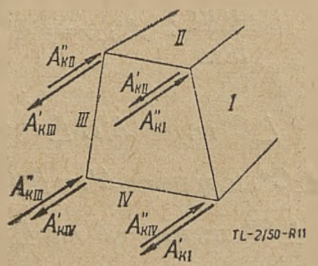
$$tg\,\alpha_{i,\,i+1\,II} = \frac{\rho_{i+1,\,II} - \rho_{i\,II}}{a_{i,\,i+1}} \quad . . . 9b$$

$$tg\,\alpha_{i,\,i+1\,IV} = \frac{\rho_{i+1,\,IV} - \rho_{i\,IV}}{a_{i,\,i+1}}$$

Znaczenie symboli $\rho_{i\,I} \ldots \rho_{i\,IV}$ widoczne jest bezpośrednio z rysunku *10*, gdzie przedstawione są rzuty dwu przęseł kratownicy kadłuba. Punkt oznaczony przez 0 może być obrany dowolnie.



Rys. 10 i rys. 11.



Rys. 11.

Przeprowadzając w wyżej podany sposób kolejno obliczenia dojdziemy do przegrody końcowej którą oznaczymy indeksem K (w przykładzie na *rys. 1* $K=5$). Ponieważ na przegrodzie tej kończy się kratownica kadłuba, więc, aby była możliwa równowaga izolowanych ścian wzdłużnych w węzłach tej przegrody, powinny działać następujące siły o kierunkach prostopadłych do płaszczyzny tej przegrody (patrz *rys. 11*): w węźle gdzie schodzą się ściany I i II siła $A_{K\,I\,II} = A'_{K\,II} - A''_{K\,I}$

w węźle gdzie schodzą się ściany II i III siła

$$A_{K\,II,\,III} = A'_{K\,III} - A''_{K\,II}$$

w węźle gdzie schodzą się ściany III i IV siła

$$A_{K\,III,\,IV} = A'_{K\,IV} - A''_{K\,III}$$

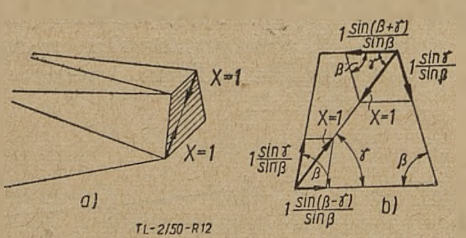
w węźle gdzie schodzą się ściany IV i I siła

$$A_{K\,IV\,I} = A'_{K\,I} - A''_{K\,IV}$$

W ogólnym wypadku warunki te nie będą spełnione. Możemy jednak dobrać tak siłę w pręcie stanowiącym przekątną przegrody *0*, aby powyższe siły były równe odpowiednim składowym sił zewnętrznych przyłożonych do węzłów przegrody K. (Zakładamy, że do węzłów tej końcowej przegrody wyjątkowo mogą być przyłożone siły o liniach działania nie leżących w jej płaszczyźnie.)

3. OBLICZENIE SIŁY W PRĘCIE PRZEKĄTNYM PRZEGRODY ZEROWEJ

Aby obliczyć niewiadomą siłę w przekątnej przegrody *O*, posłużymy się metodą superpozycji. Załóżmy na wstępie, że na kadłub nie działają siły zewnętrzne



Rys. 12.

tylko jedynie dwie równe i przeciwnie skierowane siły jednostkowe działające wzdłuż osi rozciętej przekątnej przegrody (patrz *rys. 12*). Zastępujemy więc działanie rozciętej przekątnej siłami $X = 1$. Siły te możemy rozłożyć wzdłuż osi prętów przegrody tak jak rozkładaliśmy poprzednio siły zewnętrzne. Z rysunku *12b* wynika, że siła działająca na lewy dolny węzeł przegrody posiada składowe:

$$1 \cdot \frac{\sin(\beta-\gamma)}{\sin(180^\circ-\beta)} = \frac{\sin(\beta-\gamma)}{\sin\beta}$$

$$\text{oraz} \quad 1 \cdot \frac{\sin\gamma}{\sin(180^\circ-\beta)} = \frac{\sin\gamma}{\sin\beta} \quad \ldots 10a$$

gdzie przez γ oznaczono kąt jaki tworzy przekątna trapezu z jego podstawą. Podobnie siła $X = 1$ działająca na prawy górny węzeł ma składowe:

$$1 \cdot \frac{\sin[180^\circ-(\gamma+\beta)]}{\sin\beta} = \frac{\sin(\gamma+\beta)}{\sin\beta} \quad \text{oraz} \quad \frac{\sin\gamma}{\sin\beta} \quad \ldots 10b$$

Siły te możemy traktować jako nowe obciążenie zewnętrzne przy czym, zachowując dotychczasowe oznaczenia, będziemy mieli:

$$C'_{0\,I} = \frac{\sin\gamma}{\sin\beta}; \; C''_{0\,I} = 0; \; C'_{0\,II} = 0; \; C''_{0\,II} = -\frac{\sin(\gamma+\beta)}{\sin\beta};$$

$$C'_{0\,III} = \frac{\sin\gamma}{\sin\beta}; \; C''_{0\,III} = 0; \; C'_{0\,IV} = 0; \; C''_{0\,IV} = \frac{\sin(\beta-\gamma)}{\sin\beta} \quad \ldots 11$$

Przy tym nowym obciążeniu możemy rozpatrywać kolejno w sposób analogiczny jak poprzednio poszczególne ścianki ścian wzdłużnych dochodząc aż do przegrody końcowej K.

Rzeczywistą wielkość siły X obliczymy z warunku, aby składowe normalne sił zewnętrznych przyłożone do węzłów tej przegrody były równe sumie odpowiednich sił A_K, obliczonych dla obciążenia zewnętrznego przy $X = 0$ i dla obciążenia siłą X.

Rozpatrując np. węzeł w którym schodzą się ściany I i II musimy mieć spełniony warunek:

$$(A'_{K\,II} - A''_{K\,I})_{X=0} + X(A'_{K\,II} - A''_{K\,I})_{X=1} = A_{K\,I,II}; \quad \ldots 12$$

Z równania tego obliczamy rzeczywistą wielkość siły X.

Gdy warunek *12* będzie spełniony, to również analogiczne warunki dla pozostałych trzech węzłów przegrody K będą spełnione tożsamościowo, jeżeli siły zewnętrzne przyłożone do kratownicy kadłuba spełniają warunki równowagi.

Znając już rzeczywistą wielkość siły X możemy obliczyć rzeczywiste siły dodatkowe na poszczególnych przegrodach.

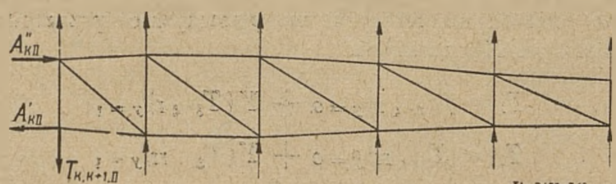
Tak np.

$$C'_{I,I} = (C'_{i\,I,I})_{X=0} + X(C''_{i\,I,I})_{X=1} \text{ i t.d.} \quad \ldots 13$$

4. OBLICZENIE SIŁ W PRĘTACH.

Po obliczeniu rzeczywistych wypadkowych sił dodatkowych działających na poszczególne węzły, możemy przystąpić do obliczania sił w prętach kratownicy. Znajdujemy najpierw siły w prętach kratownic płaskich, stanowiących rzuty ścian wzdłużnych na płaszczyzny $Q_I \ldots Q_{IV}$. Kratownice te są obciążone poprzednio obliczonymi siłami C_i i $\triangle C_i$.

Siły w prętach tych kratownic będą równe rzutom sił w odpowiednich prętach kratownicy przestrzennej. Aby otrzymać rzeczywistą wielkość siły należy rzut jej podzielić przez cosinus kąta jaki dany pręt tworzy z odpowiednią płaszczyzną rzutowania. Ponieważ kratownice kadłuba rozcięliśmy wzdłuż prętów podłużnic, siły w tych ostatnich będą równe sumie sił obliczonych w odpowiednich prętach izolowanych ścian wzdłużnych.



Rys. 13.

Rysunek 13 przedstawia kratownicę płaską będącą rzutem ściany II. Jako reakcje utrzymujące tę kratownicę w równowadze należy traktować siły $A'_{K\,II}$, $A''_{K\,II}$ oraz $T_{K,\,K+1\,II}$, obliczone jak następuje:

$$A'_{K\,II} = A''_{K\,II} = (A'_{K\,II})_{X=0} + X\,(A'_{K\,II})_{X=1}$$

$$T_{K,\,K+1\,II} = (T_{K,\,K+1\,II})_{X=0} + X\,(T_{K,\,K+1\,II})_{X=1} \qquad \ldots 14a$$

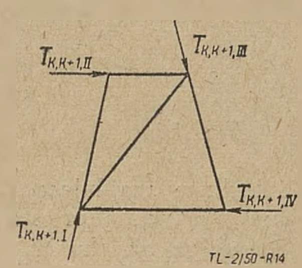
Siły $T_{K,\,K+1\,II}$ dla obciążeń $X = 0$ i $X = 1$ znajdujemy ze wzoru:

$$T_{K,\,K+1\,II} = T_{K,\,K-1\,II} + C'_{K\,II} + C''_{K\,II} +$$
$$+ \triangle C'_{K\,II,\,II} + \triangle C''_{K\,II,\,II} + \triangle C'_{K\,II,\,I} + \triangle'' C_{K\,II,\,III} \qquad \ldots 14b$$

Przy obliczaniu dodatkowych sił w węzłach końcowej przegrody K należy spełnić zależność:

$$\alpha_{K,\,K+1\,I} = \alpha_{K,\,K+1\,II} = \alpha_{K,\,K+1\,III} = \alpha_{K,\,K+1\,IV} = 0$$

Aby znaleźć siły w prętach przegrody końcowej wycinamy ją z całości kratownicy kadłuba i rozpatrujemy ją pod obciążeniem układem sił $T_{K,\,K+1}$. Siły te przy prawidłowo wykonanych rachunkach winny spełniać równania równowagi. Na rysunku 14 zaznaczono dodatnie kierunki tych sił.



Rys. 14.

Znajdujemy następnie siły w prętach kratownicy płaskiej jaką jest przegroda K, przy czym w prętach wchodzących również w skład ścian wzdłużnych należy dodać jeszcze siły jakie w nich znaleziono przy rozwiązywaniu odpowiednich ścian.

Należy przy tym zaznaczyć, że siły $T_{K,\,K+1}$ należy przyłożyć do przegrody K w tych węzłach w jakich były przyłożone (z przeciwnym zwrotem) gdy traktowano je jako reakcje działające na ściany wzdłużne. Po wykonaniu wszystkich tych obliczeń, określenie sił w prętach kratownicy przestrzennej jest zakończone.

Przy znajdowaniu sił dodatkowych zarówno w wypadku $X = 1$ jak i $X = 0$ najwygodniej rachunki przeprowadzać w tabelkach. Wzór takiej tabelki dla ściany II podaje rysunek 15.

5. WYPADEK GDY JEDEN Z PRĘTÓW ŚCIANY WZDŁUŻNEJ ZASTĄPIONO PRZEKĄTNĄ PRZEGRODY WEWNĘTRZNEJ.

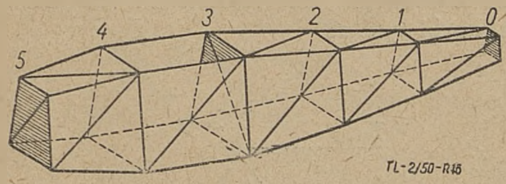
Na zakończenie omówimy jeszcze wypadek gdy zamiast jednego pręta ściany wzdłużnej występuje pręt przekątny w jednej z wewnętrznych przegród poprzecznych. Wypadek taki pokazuje rysunek 16. W kratownicy kadłuba przedstawionej na tym rysunku w ścian-

①	②	③	④	⑤	⑥	⑦	⑧	⑨	⑩	⑪	⑫	⑬	⑭	⑮	⑯	⑰	⑱
i	$C'_{i\,II}$	$C''_{i\,II}$	$\Delta C'_{i\,II\,II}$	$\Delta C''_{i\,II\,II}$	$\Delta C'_{i\,II\,I}$	$\Delta C''_{i\,II\,III}$	$C_{i\,II} + \Sigma\Delta C_{i\,II}$	$T_{i-1,\,i,\,II}$	$\alpha_{i-1,\,i}$	$\Delta M_{i-1,\,i\,II}$	$M_{i\,II}$	$b_{i\,II}$	$A'_{i\,II} = A''_{i\,II}$	$tg\,\alpha_{i-1,\,i\,II}$	$\Delta tg\,\alpha_{i\,II}$	$\Delta C'_{i\,II\,II} = \Delta C''_{i\,II\,II}$	$\Delta C''_{i\,II} = \Delta C'_{i\,III\,II}$
							②÷⑦			⑨·⑩			⑫:⑬			$-$⑭·⑯ $ctg\beta$	⑭·⑯ $\frac{1}{\sin\beta}$

TL-2/50-R15

Rys. 15.

ce *3—4* ściany górnej, brak pręta który został wstawiony w przegrodzie *3*. W wypadku tym postępujemy w następujący sposób.



Rys. 16

Odcinamy część kadłuba znajdującą się przed przegrodą *3*, dzieląc całą kratownicę przestrzenną na dwie części, tak jak pokazano na rysunku *17*.

Rozpatrujemy najpierw część przednią (między przegrodami *3* i *5*), wstawiając w ściance *3—4* ściany górnej zastępczy pręt „z", zaznaczony na rysunku linią przerywaną. Dla części tej przeprowadzamy obliczenia w sposób analogiczny jak poprzednio, to znaczy przecinamy pręt przekątny w przegrodzie *5* i rozpatrujemy osobno cztery ściany wzdłużne, z przypadającymi na nie siłami zewnętrznymi. Dla wypadku tego obliczamy poprzednio zdefiniowane siły

$$T_{i-1,\, i\, I} \ldots A'_{i\, I} \ldots \triangle C'_{i\, I,\, I} \ldots$$

Następnie wykonywujemy podobne obliczenia dla obciążenia dwoma równymi i przeciwnie skierowanymi siłami $Y = 1$ działającymi wzdłuż osi rozciętego, przekątnego prętu przegrody *5*.

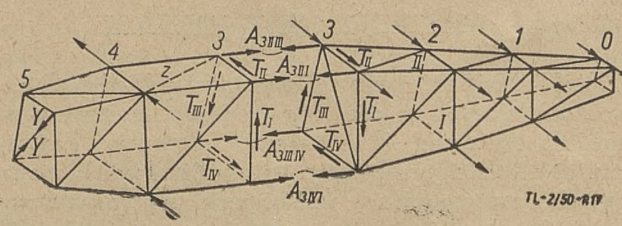
Rzeczywistą wielkość siły Y w tym pręcie obliczamy z warunku, że siła w zastępczym pręcie „z" winna być równa zeru, czyli z równania:

$$(S_z)_{y=0} + Y(S_z)_{y=1} = 0 \qquad \ldots 15a$$

stąd:

$$Y = -\frac{(S_z)_{y=0}}{(S_z)_{y=1}}; \qquad \ldots 15b$$

Po obliczeniu siły Y z równania *15b* możemy znaleźć oddziaływanie przedniej części kratownicy kadłuba na tylną. Oddziaływanie to sprowadza się do czterech sił prostopadłych do płaszczyzny przegrody, równych:



Rys. 17.

$$A_{3\, I,\, II} = (A'_{3\, II} - A''_{3\, I})_{y=0} + Y(A'_{3\, II} - A''_{3\, I})_{y=1}$$

$$A_{3\, II,\, III} = (A'_{3\, III} - A''_{3\, II})_{y=0} + Y(A'_{3\, III} - A''_{3\, II})_{y=1}$$

$$A_{3\, III,\, IV} = (A'_{3\, IV} - A''_{3\, III})_{y=0} + Y(A'_{3\, IV} - A''_{3\, III})_{y=1}$$

$$A_{3\, IV,\, I} = (A'_{3\, I} - A''_{3\, IV})_{y=0} + Y(A'_{3\, I} - A''_{3\, IV})_{y=1} \qquad \ldots 16a$$

oraz czterech sił leżących w płaszczyźnie przegrody (patrz *rys. 17*) równych:

$$T_I = (T_{3,\, 4\, I})_{y=0} + Y(T_{3,\, 4\, I})_{y=1}$$

$$T_{II} = (T_{3,\, 4\, II})_{y=0} + Y(T_{3,\, 4\, II})_{y=1}$$

$$T_{III} = (T_{3,\, 4\, III})_{y=0} + Y(T_{3,\, 4\, III})_{y=1}$$

$$T_{IV} = (T_{3,\, 4\, IV})_{y=0} + Y(T_{3,\, 4\, IV})_{y=1} \qquad \ldots 16b$$

Mając obliczone te siły możemy przystąpić do rozpatrywania części tylnej kratownicy kadłuba (między przegrodami *0* i *3*). Część ta stanowi zamkniętą kratownicę przestrzenną, bez prętów wewnętrznych, obciążoną danym układem sił zewnętrznych, oraz znanymi już reakcjami części przedniej. Siły w prętach tej kratownicy. możemy więc znaleźć przeprowadzając obliczenia w sposób poprzednio już podany.

LITERATURA

A. Grzędzielski. Z. Lisowski. K. Seredyński. Obliczanie kadłubów kratowych. Sprawozdania IBTL Nr 8 (15) rok 1934.

K. Thalau i A. Teichmann. Aufgaben aus der Flugzeugstatik Berlin 1937 r.

H. Ebner. Zur Berechnung räumlicher Fachwerke im Flugzeugbau Jahrbuch 1929 der Deutschen Versuchanstalt für Luftfahrt. E. V. Berlin-Adlershof.

E. Seydel. Ermittlung der Stabkräfte im Flugzeug — Fachwerk — Rumpf. jak wyżej.

WSPÓLNYM WYSIŁKIEM

ROBOTNIKA I NAUKOWCA

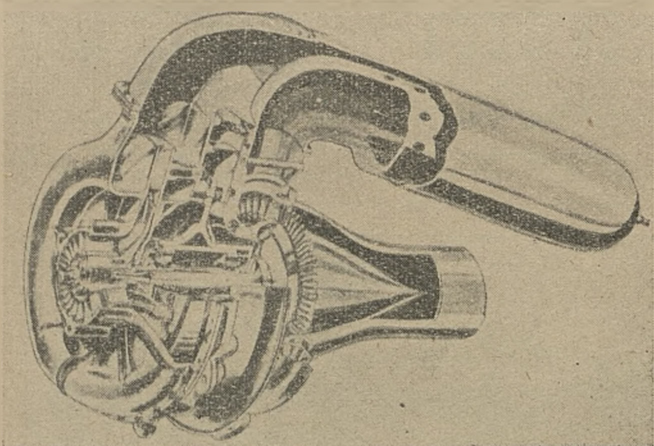
ZREALIZUJEMY PLAN SZEŚCIOLETNI

Silniki turbinowo - strumieniowe najmniejszej mocy

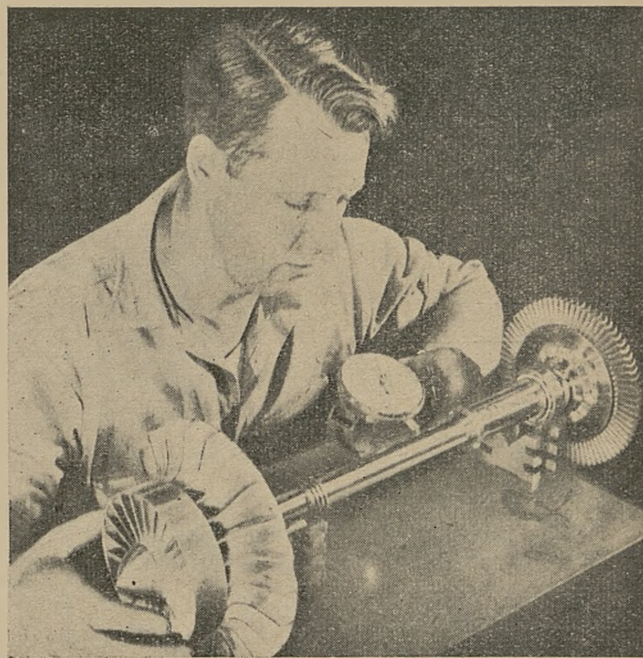
Prostota konstrukcji, taniość paliwa i bezpośredniość zamiany energii zawartej w paliwie na przyrost energii kinetycznej czynnika powodującego odrzut, zachęciły konstruktorów do wprowadzenia silników turbinowo-strumieniowych również i w zakres najniższych mocy — takich jakie stosowane są w lotnictwie zaporowym i turystycznym.

W celu obniżenia kosztu silnika wykorzystano remanentowe turbosprężarki od silników lotniczych. Ze względu na małą odległość między sprężarką i turbiną w istniejącym zespole, zastosowano komorę spalania o przepływie zwrotnym *(rys. 1)*.

Aby podwyższyć sprawność silnika zamieniono oryginalne łopatki turbiny na łopatki specjalne, odpowiadające nowym warunkom pracy turbiny jako części silnika odrzutowego. Zespół wirujący posiada *26000* obr/min, a zatem nieco więcej niż pierwotna turbosprężarka. Przy sprężu maksymalnym około *2,3 : 1* ciąg silnika wynosi *127* kG. Ciężar kompletnego silnika — *80* kG.



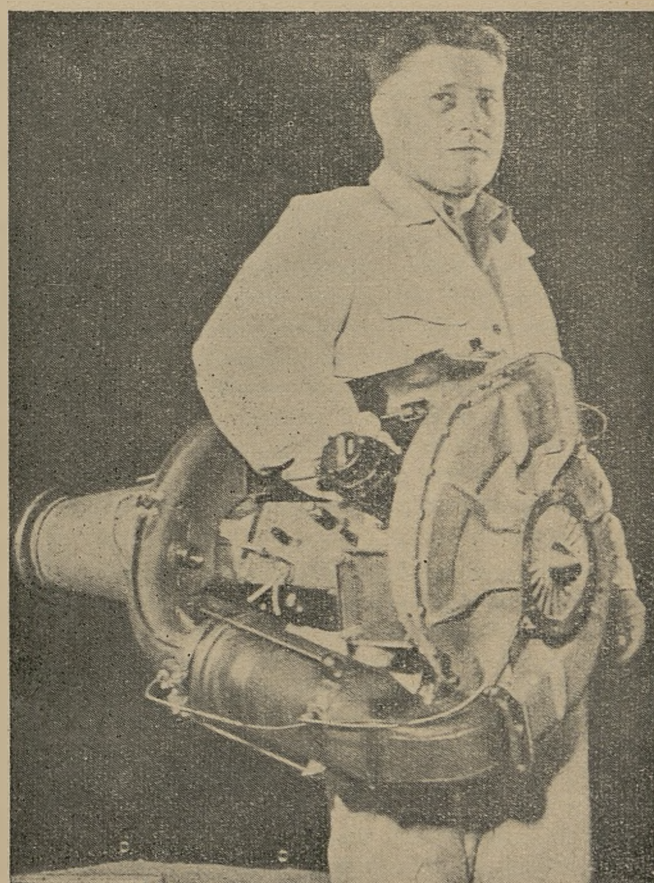
Rys. 1.



Rys. 2.

Konstruktorzy przewidują tu możliwość dalszego podwyższenia obrotów, przy czym ciąg osiągnąłby wielkość około *180 kG* przy zużyciu jednostkowym nafty równym *1,3* kg/kG godz. W wersji tej silnik mógłby być zastosowany do płatowca opisanego w Nowościach Technicznych w zeszycie *2 — 3* Techniki Lotniczej (Grudzień 1948).

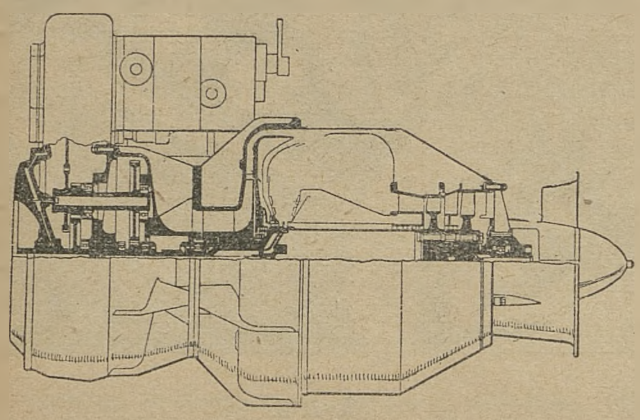
Jako typ eksperymentalny zbudowano silnik Boeing 500 *(rys. 2 i 3)*, którego konstrukcja oparta jest na doświadczeniach zdobytych w dziedzinie turbosprężarek lotniczych. Silnik posiada jednostopniową sprężarkę odśrodkową typu otwartego o średnicy *190* mm sprzęgniętą z jednostopniową turbiną. Dyfuzor sprężarki ma dwa symetryczne wyloty połączone z dwiema komorami spalania o przepływie prostym. Spaliny uchodzące z komór spalania doprowadzone są do kolektora, w którego tylnej ścianie znajduje się wieniec kierowniczy.



Rys. 3.

Temperatura gazów spalinowych przy wlocie na łopatki kierownicze równa jest *816°*. Dane techniczne silnika Boeing 500 przedstawiają się następująco:

Średnica zewnętrzna	—	560 mm
długość (bez dyszy wyl.)	—	740 mm
ciężar całkowity	—	40 kG
ciąg maksymalny	—	68 kG
przy obrotach	—	36000 obr/min
ciąg trwały	—	64 kG
przy obrotach	—	35000 obr/min
jednostkowe zużycie paliwa	—	1.25 kg/kG godz.



Rys. 4.

Szczególnie interesującym konstrukcyjnie jest francuski silniczek turbinowo-odrzutowy Trubomeca *011* „Piméné“ *(rys. 4)* przeznaczony dla sportu lotniczego. W sposób oryginalny została tu rozwiązana komora spalania typu pierścieniowego. Aby zrealizować zasadę, iż w komorze pierścieniowej zjawisko spalania powinno mieć również charakter pierścieniowy zastosowano wirujące wtryskiwacze. Paliwo doprowadzane jest otworem drążonym w wale głównym do niewielkiego spłaszczonego zbiorniczka o średnicy *100* mm osadzonego na stałe na tym wale. Wskutek siły odśrodkowej działającej na paliwo rozkładające się na obwodzie zbiorniczka jest ono poprzez kilka małych otworków wtryskiwane do komory spalania. Jeżeli prędkość obwodowa otworków wtryskowych wynosi około *200* m/sek, a prędkość postępowa czynnika w komorze około *15* m/sek, to można przyjąć, że paliwo rozrzucane jest pierścieniowo w przekroju wlotowym komory.

W ten sposób uzyskano doskonałe zmieszanie paliwa z powietrzem, krótki płomień, równomierny rozkład temperatur na obwodzie komory spalania oraz uniknięto specjalnej pompy wtryskowej. Wydatek paliwa regulowany jest zaworem w przewodzie zasilającym. Zwiększenie dopływu paliwa powoduje w pierwszej chwili wzrost grubości warstwy paliwa na obwodzie wirującego zbiorniczka, a zatem i wzrost ciśnienia paliwa w przekroju wylotowym otworków wtryskowych. Wskutek tego rośnie ilość paliwa wtryskiwanego do komory spalania. Obroty zespołu wirującego będą zatem wzrastać do momentu, w którym ilość paliwa doprowadzana do zbiornika będzie równa wydatkowi wtryskiwaczy.

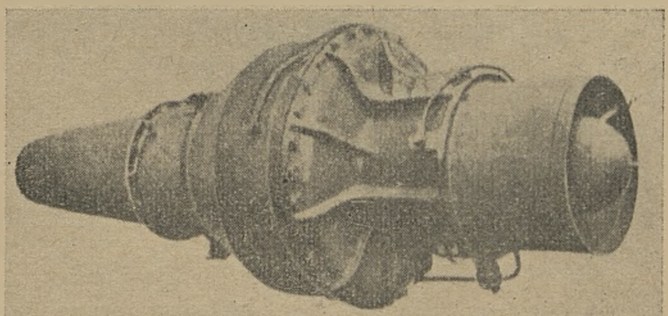
Pierścieniowa komora spalania w silniku „Piméné“ nie powiększając prawie jego powierzchni czołowej, która określona jest średnicą dyfuzora, odznacza się wyjątkowo małą długością i wielką prostotą. Część powietrza tłoczonego przez sprężarkę płynie w płaszczu otaczającym komorę, a następnie przepływa przez drążone łopatki kierownicze i dostaje się do komory spalania przy zbiorniczku wtryskowym. Powietrze pierwotne wlatuje stycznie (w kierunku osiowym) do komory spalania powodując silne zawirowanie czynnika w komorze.

Sprawność spalania, uwzględniając małe wymiary silnika, jest dość wysoka i wynosi nieco ponad *0,9*. Dla zwiększenia pewności zapłonu podczas rozruchu zastosowano *3* świece połączone z ręcznym iskrownikiem.

Na uwagę zasługuje również sprężarka odśrodkowa jednostopniowa, typu Planiol-Szydłowski o niezwykle wysokiej sprawności, dochodzącej do *0.8* przy obrotach normalnych rzędu *35000* obr/ min; maksymalny spręż odpowiadający *37000* obr/min. wynosi *3,5 :* 1. Jest to wielkość niespotykana w silnikach tak małej mocy.

Dane charakterystyczne silnika Piméné są następujące:

Średnica zewn.	—	400 mm
długość (bez dyszy wyl.)	—	1000 mm
ciężar całkowity	—	42 kG
ciąg maksymalny	—	100 kG
przy obrotach	—	37000 obr/min
ciąg trwały	—	80 kG
przy obrotach	—	34000 obr/min
zużycie paliwa jednostk.	—	1,05 kg/kG godz.



Rys. 5.

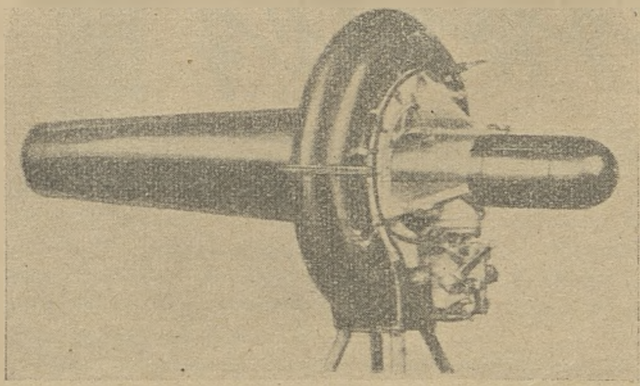
Rysunek 5 przedstawia konstrukcję silnika „Orédon“ będącego ewolucją „Piméné“.

Silnik ten różni się od opisanego dodaniem drugiego stopnia w turbinie, poza tym wał główny połączony jest z reduktorem do napędu śmigła.

Silnik „Piméné“ jest pierwszym z silników turbinowo-strumieniowych małej mocy, który ukończył oficjalne próby odbiorcze. Łączny czas pracy podczas homologacji wyniósł *150* godzin.

Najnowszym z małych silników turbinowo-strumieniowych jest szwajcarski silniczek Berger *BX-100 (rys. 6)*. Podobnie jak Piméné posiada on szereg nie ortodoksyjnie rozwiązanych elementów.

Sprężarka odśrodkowa znajdująca się tuż przy turbinie typu dośrodkowego osadzona jest wraz z nią na końcu wału ułożyskowanego w dwu punktach w karterze sprężarki, po stronie wlotowej. Trzy komory spalania o osi śrubowej umieszczone są na obwodzie dyfuzora sprężarki. Ze względu na wysokie obroty zespołu wirującego konstruktor wolał uniknąć jakichkolwiek przekładni zębatych jako napędów pomocniczych. Pompka wtryskowa napędzana jest krzywką osadzoną na wale głównym, starter elektryczny umieszczony w osi silnika, połączony jest z wałem silnika prostym sprzęgłem kłowym. Nawet obrotomierz uruchomiony jest na drodze elektrycznej bez pośrednictwa przekładni i wału giętkiego.



Rys. 6.

Dane techniczne silnika *BX-100* przedstawiają się następująco:

Średnica zewnętrzna	—	480	mm
długość wraz z dyszą wyl.	—	800	mm
ciężar całkowity	—	44	kG
ciąg maksymalny	—	167	kG
przy obrotach	—	30000	obr/min
jednostk. zużycie paliwa	—	1,38	kg/kG godz.

Czas przejścia z obrotów minimalnych na maksymalne wynosi około 5 sek.

Apel do czytelników

W sprawie upowszechnienia prasy technicznej

W roku ubiegłym ukazało się z datą 12 lipca 1949 r. pismo okólne Nr 5 Dep. Techniki PKPG znak TE8-5-9 tyczące rozpowszechnienia prasy technicznej.

Niestety nie wszystkie zakłady i instytucje dostosowały się do zarządzenia PKPG.

Zwracamy się do wszystkich zatrudnionych w przemyśle z gorącym apelem zbadania, czy zakład w którym pracują prenumeruje czasopisma przewidziane okólnikiem PKPG: „Przegląd Techniczny", „Horyzonty Techniki", jak również odpowiednie pisma branżowe. W wypadku negatywnym należy poczynić starania, aby okólnik Nr 5 PKPG znalazł zastosowanie. Podajemy kilka istotnych ustępów ze wspomnianego okólnika.

Dla udostępnienia czasopism technicznych ogółowi pracowników zakładów i instytucji, poleca się co następuje:

1. Czasopisma techniczne na poziomie niższym winny być abonowane w takiej ilości, by jeden egzemplarz fachowego czasopisma wypadał na 50 pracowników produkcyjnych zatrudnionych przy odpowiednich fachowych pracach (np. jeżeli w fabryce elektrotechnicznej pracuje 500 pracowników produkcyjnych, z nich 150 w działach mechanicznych, pozostali zaś w działach montażowo-elektrycznych, należy zaabonować 3 egzemplarze czasopisma „Mechanik" i 7 egzemplarzy czasopisma „Wiadomości Elektrotechniczne").

   Obecność dziesięciu ludzi pewnej specjalności na zakładzie zobowiązuje kierownictwo zakładu do zaabonowania dla nich odpowiedniego fachowego czasopisma.

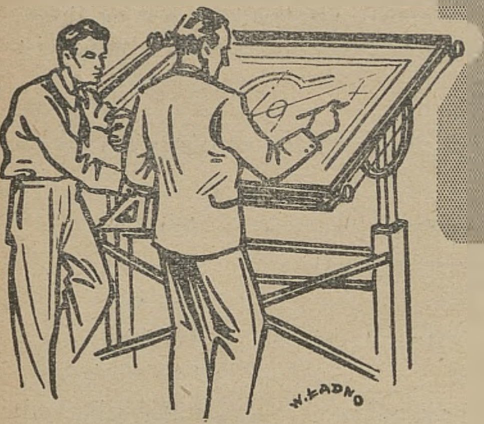
2. Czasopisma techniczne na poziomie wyższym winny być abonowane w takiej ilości, by jeden egzemplarz odpowiedniego czasopisma wypadł na 20 inżynierów lub techników danej specjalności.

   Obecność dwu inżynierów lub techników pewnej specjalności zobowiązuje kierownictwo zakładu lub instytucji do zaabonowania dla nich odpowiedniego fachowego czasopisma.

3. Wszystkie zakłady pracy i instytucje winny prenumerować conajmniej jeden egzemplarz czasopisma ogólnotechnicznego „Przegląd Techniczny".
4. Wszystkie zakłady pracy i instytucje winny abonować czasopismo popularyzujące problemy techniki p. n. „Horyzonty Techniki" w ilości 1 egzemplarz na 100 pracowników zakładu i zwracać uwagę na rozprzestrzenienie tego czasopisma wśród robotników i niższego personelu technicznego.
5. Zakłady pracy i instytucje winny prowadzić wśród personelu inżynieryjno-technicznego i ogółu pracowników propagandę skłaniającą do indywidualnego abonowania przez pracowników odpowiednich czasopism technicznych.

   Zakłady pracy i instytucje winny ułatwić pracownikom indywidualne abonowanie ważniejszych czasopism technicznych przez przeprowadzenie zbiorowych prenumerat poprzez zakłady pracy.

6. Czytelnie czasopism i świetlice istniejące na terenie zakładu pracy winny być zaopatrzone w ważniejsze czasopisma techniczne, w szczególności zaś w czasopisma przeznaczone dla robotników i niższego personelu technicznego.



PRZY rysownicy

Uwagi ogólne o konstruowaniu płatowcowej instalacji paliwowej

Autor omawia szereg zagadnień występujących przy projektowaniu samolotowych instalacji paliwowych i porusza problemy występujące przy projekcie wstępnym samolotu oraz przeliczaniu wyważenia. Dalej rozpatruje przeznaczenie samolotu, względy obsługi oraz bezpieczeństwa pożarowego z punktu widzenia konstruktora instalacji paliwowych.

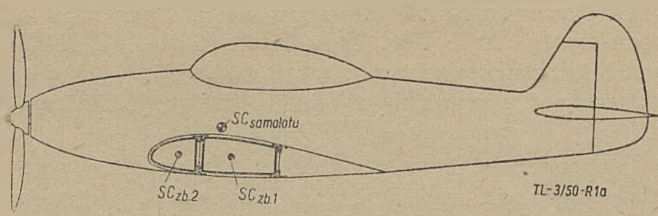
WSTĘP

Praca niniejsza ma na celu zgromadzenie szeregu uwag o najbardziej podstawowych zasadach, jakich przestrzegać należy przy właściwym podejściu do konstruowania instalacji paliwowej na samolocie. Wnikliwy czytelnik z pewnością bez trudu wykaże, że autor nie przedstawił mu zasadniczo żadnej rewelacyjnej wiadomości, że zgrupował w pracy tej znane zasady. Bezsprzecznie czytelnik taki będzie miał wiele racji. O wielu zagadnieniach wie się, ale... nie stosuje się najbardziej prymitywnych zasad wynikających z takiej znajomości zagadnienia.

Autor postanowił więc przez przypomnienie takich znanych szerokiemu ogółowi zasad raz jeszcze postawić je przed chętnym czytelnikiem w ten sposób, by stały się problemem, o którym warto jeszcze nieco uwag przeczytać, a nawet ewentualnie wziąć udział w dyskusji popierając swój, odrębny może, pogląd na sprawę.

PROJEKT WSTĘPNY SAMOLOTU, WYWAŻENIE

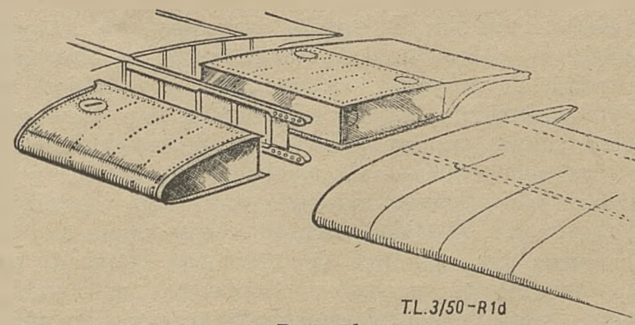
Konstruktor samolotu czy też cały zespół konstrukcyjny od pierwszych, szkicowych rozwiązań nowego projektu nowej maszyny, dostosowanych do wymagań i założeń zleceniodawcy — powinien baczną uwagę zwrócić na elementy stanowiące tak zwane wyposażenie samolotu, a zwłaszcza na prawidłowe zaprojektowanie instalacji paliwowej zasilania i zastrzyku. Zazwyczaj pierwsze szkice nowego samolotu odnoszą się do kształtów zewnętrznych kadłuba, obrysu, wzniosu i skosu



Rys. 1a.

skrzydła, ustawienia i kształtu usterzenia, rodzaju silnika i jego zabudowy, rodzaju i sposobu chowania podwozia. Dalej rozwiązuje się układ kabiny pilota i w ten sposób, dbając o wygodę użytkownika i opierając się na danych aerodynamicznych, dochodzi się do pierwszych rysunków nowej maszyny, będących podstawą do prowizorycznych pierwotnie obliczeń osiągów, jak również do przeprowadzenia pierwszych przeliczeń wyważenia samolotu. W międzyczasie ustala się już wiele szczegółów rozwiązań konstrukcyjnych poszczególnych elementów składowych, jak np. zamykanie kabinki pilota, podejście fabrykacyjne wykonania kadłuba, linie podziału i punkty łączenia skrzydła, system sterownic itp. O wyposażeniu, a zwłaszcza o instalacji paliwowej mówi się jeszcze nie wiele.

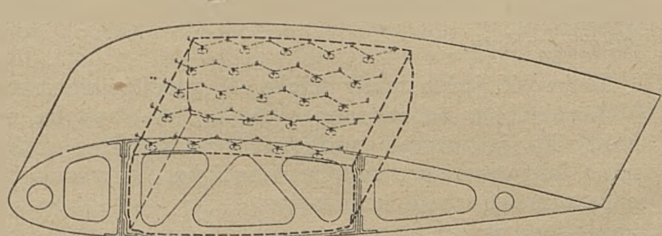
Jedynie przy ustalaniu punktów zawieszenia poszczególnych ciężarów potrzebnych do wyważenia samolotu — rozmieszcza się w sposób przybliżony pewne wielkości, które jednak w czasie przeliczeń — ze względu na potrzebę odpowiednio uwarunkowanego wymaganiami aerodynamiki ustalenia środka ciężkości całego samolotu — bywają jeszcze przesuwane.



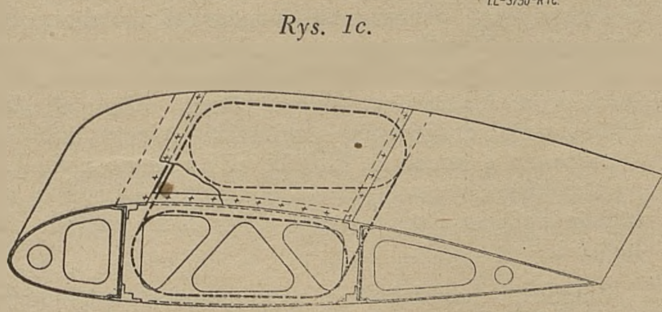
Rys. 1b.

Ustalone ciężary zazwyczaj ujmują jedynie ciężar paliwa w ilości określonej mocą silnika z uwzględnieniem procentu zdławienia silnika, wymaganym zasięgiem samolotu z uwzględnieniem przewidzianych warunkami technicznymi zleceniodawcy lub przepisami wielkości zapasu paliwa oraz jednostkowym zużyciem paliwa w danych warunkach pracy silnika.

Takie podejście do projektu układu zasilającego stwarza pierwsze niebezpieczeństwo wadliwego lub przynajmniej przypadkowego, a więc nieprawidłowego wykonania tej instalacji. Porównując poszczególne szkice na *rys. 1* można łatwo przekonać się w czym tkwi błąd. Opierając się na bardzo istotnej zasadzie, polegającej na umieszczeniu całego zabieranego zapasu paliwa w pobliżu przewidywanego środka ciężkości samolotu, przez co z biegiem czasu trwania lotu nie zmieniają się warunki wyważenia samolotu — ustala się zazwyczaj rozmieszczenie zbiorników takie, jak wskazuje szkic *a* na *rys. 1.* Jednakże układ taki daje się zrealizować jedynie albo przy zastosowaniu zbiorników integralnych t. j. stanowiących część składową konstrukcji samolotu, jak wskazuje szkic *b* na *rys. 1*, gdzie pokazano układ skrzydłowych integralnych zbiorników samolotu Whirlwind

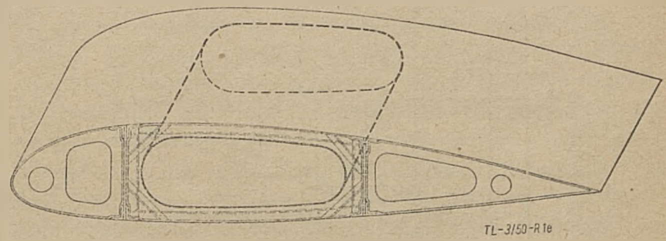


Rys. 1c.



Rys. 1d.

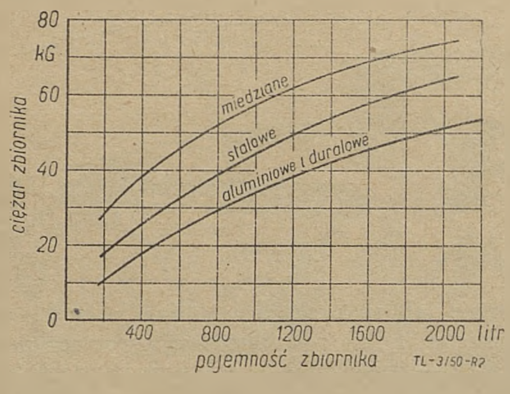
albo przy zastosowaniu zbiorników elastycznych (szkic *c* na *rys. 1*), które dzięki swej konstrukcji pozwalają na całkowite wypełnienie komory zbiornikowej, przylegając zupełnie do ścian komory, gdy są napełnione paliwem. Natomiast w normalnym układzie konstrukcyjnym przy zastosowaniu zbiorników metalowych — rozmieszczenie ich w konstrukcji nośnej skrzydła pozwoli na częściowe tylko wykorzystanie przeznaczonej przestrzeni i to — uwzględniając założoną konstrukcję skrzydła — w dwojaki sposób. Gdy jest możliwe wkładanie zbiornika przez odpowiednio duży otwór, zamykany następnie pracującą pokrywą — jak wskazuje szkic *d* na *rys. 1* — to wypełnienie przestrzeni komory zbiornikowej może być większe. Gdy zaś zbiornik może być jedynie wsuwany do wnętrza nośnego kesonu poprzez wykrój otrzymany w brzegowym, wzmocnionym żebrze, wtedy — jak wskazuje szkic *e* na *rys. 1* — wypełnienie komory zbiornikowej będzie naturalnie znacznie mniejsze. Nie można przy tym zapominać, że pokazane na szkicach schematycznie komory zbiornikowe bywają zazwyczaj zmniejszone jeszcze przez elementy konstrukcji skrzydła, jak np. blacha falista ścian kesonu metalowego, układ „sandwich" skorupy drewnianego kesonu itp.



Rys. 1e.

Jest rzeczą oczywistą, że dalsze znaczne zmniejszenie procentu wypełnienia komory zbiornikowej, zwłaszcza w skrzydle, powoduje konieczność zmieszczenia w gabarycie ustalonym przez profil i konstrukcję całego szeregu elementów związanych ze zbiornikiem paliwa. Są to: *a)* korek wlewu wraz z miską zapobiegającą niepożądanemu wlewaniu się paliwa rozpryskiwanego podczas napełniania zbiornika do komory zbiornikowej; *b)* nadajnik paliwomierza, którego głowica wystaje ponad obrys zbiornika i posiada albo końcówki przewodów elektrycznych wraz z urządzeniem przekaźnikowym albo jest ukształtowana tak, że umożliwia bezpośredni odczyt stanu paliwa w zbiorniku; *c)* pompa zbiornikowa, której głowica wraz z kołnierzem mocującym oraz przewodami elektrycznymi i paliwowymi zajmuje znaczną przestrzeń, wykraczając poza obrys zbiornika; *d)* studzienka osadnika wraz z zaworem spustowym; *e)* urządzenie do szybkiego opróżniania zbiornika; *f)* układ mocowania zbiornika w komorze zbiornikowej składający się z pasów mocujących dających się ściągać lub luzować oraz prowadnic podpierających.

W projekcie wstępnym jest rzeczą niemożliwą dokładne uwzględnienie tych wszystkich czynników wpływających na zmniejszoną możliwość wykorzystania będącej do dyspozycji przestrzeni komory zbiornikowej. Nie należy jednak o czynnikach tych zapominać i uwzględniać trzeba na drodze szacunkowej, ich udział. Zwłaszcza, że pominięcie ich powoduje w następstwie potrzebę poszukiwania przestrzeni dodatkowych, gdzie mogłoby zmieścić się paliwo, dla którego zabrakło pojemności zbiorników umieszczonych w pierwotnie pomyślanych komorach zbiornikowych, gdzie zbyt ciasno rozmieszczano zbiorniki nie uwzględniając konstrukcji samych zbiorników i ich elementów, konstrukcji nośnej skrzydła, prowadzenia sterownic, mocowania względnie chowania podwozia itp.



Rys. 2

Dla oceny przybliżonego ciężaru samych zbiorników przy projekcie wstępnym może okazać się przydatnym wykres przedstawiony na *rys. 2*)*.

Wykres ten pokazuje zależność pomiędzy pojemnością zbiorników i rodzajem materiałów, z których są wykonane (stal, miedź, aluminium) i ich ciężarami.

Również w projekcie wstępnym nie powinno pomijać się ciężarów zastosowanych w instalacji kurków, zaworów zwrotnych, filtrów, kranów pożarowych, pomp ręcznych lub napędzanych silnikami elektrycznymi, pomp silnikowych i pomp zastrzykowych, przewodów rurowych i giętkich itp. Dla przeprowadzenia prawidłowego wyważenia samolotu, z wystarczającą technicznie dokładnością można wtedy poszczególne ciężary elementów składowych instalacji paliwowej przydzielić do większych grup ciężarów i tak np. kran pożarowy z filtrem uwzględnić można przy ciężarze ściany ogniowej, z tego względu że na niej będzie umieszczony; pompa zastrzykowa, wskaźniki paliwomierzy, wyłączniki elektryczne napędu pompy — przy tablicy przyrządów pokładowych itp.

ANALIZA PRZEZNACZENIA SAMOLOTU

Warunki techniczne ustalane wspólnie przez zleceniodawcę, który często jest też użytkownikiem oraz przez konstruktora lub zespół konstrukcyjny określają przeważnie szczegółowo i jednoznacznie przeznaczenie projektowanego samolotu. Ze względu na przyjęty charakter określania porównawczych cech charakterystycznych samolotów, podających ciężary, wymiary liniowe i powierzchnie płatowca i skrzydła, dane zastosowanego silnika oraz uzyskiwane osiągi — podobnie określa się także i projektowany samolot. Z osiągów — zwłaszcza zasięg gra dużą rolę przy wymiarowaniu pojemności zbiorników paliwa, o czym wspomniano już powyżej. Nikogo nie dziwi gdy dla samolotu komunikacyjnego lub dalekiego bombardowania zasięg lub promień działania będzie określać wielkość zabieranego przez samolot zapasu paliwa ze względu na charakter i przeznaczenie tych samolotów. Przy takiej jednak ocenie dla kategorii samolotów szkolnych nasunąć się mogą już pewne zastrzeżenia.

*) Zaczerpnięty z książki „Konstrukcija Samoletow" Tom I pod redakcją N. N. Polikarpowa i E. I. Majoranowa, Oborongiz, Moskwa, 1939 r.

Samolot szkolny I stopnia nauczania, na którym uczniowie, początkowo wraz z instruktorem, następnie samodzielnie odbywają krótkotrwałe loty, polegające na starcie, okrążeniu lotniska i lądowaniu, przy czym często z jednym uczniem wykonuje się kilka takich lotów bez zatrzymywania — nie uzyskuje przez podanie jego zasięgu prawidłowego określenia wymiarów zbiorników paliwowych. W takim wypadku należy raczej sięgnąć do przepisów szkolenia pilotów tej kategorii lub do doświadczeń treningów odbywanych w Aeroklubach. Prawidłowe i celowe wykorzystanie takiego sprzętu dla celów szkolenia, przy założeniu maksymalnych możliwości, będzie uzależnione w tym wypadku od okresów czasu między dwoma kolejnymi napełnieniami zbiorników paliwem. Okres przestoju samolotu będzie wymiarowany czasem jaki jest potrzebny do napełnienia zbiorników. Jeżeli uda się zgrać ten czas z okresami przewidzianych wypoczynków uczniów i instruktorów przy szkoleniu — to wykorzystanie taboru posiadanych samolotów będzie najzupełniejsze.

Przyjmując następujący rozkład zajęć przy szkoleniu: *godz. 5* — początek lotów, *godz. 8* — śniadanie, *godz. 9* — dalszy ciąg lotów przedpołudniowych, *godz. 12* — przerwa obiadowa i odpoczynek, *godz. 14* — loty popołudniowe, *godz. 17* — podwieczorek, *godz. 18* — loty przedwieczorne, *godz. 21* — koniec lotów — otrzymujemy okresy trzygodzinne lotów szkoleniowych przedzielone przerwami i to: jednogodzinowymi — rano i popołudniu oraz dwugodzinną — południową. W danym wypadku miarodajnym dla zwymiarowania zbiorników instalacji paliwowej samolotu zastosowanego do takiego szkolenia będą właśnie te trzygodzinne okresy lotów. Zbiorniki muszą być tak zaprojektowane, by pozwoliły na pełne zrealizowanie zakreślonego programu szkolenia. Okresy przerw są przy tym najzupełniej wystarczające dla dopełnienia zbiorników, jak również na przegląd stanu samolotu.

Stwierdzić jednocześnie trzeba, że przystosowanie takich samolotów do celów specjalnych, jak turystyka, rekordy itp. jest zawsze możliwe. Jako przykład służyć może inicjatywa mechaników Aeroklubu Warszawskiego przy przystosowaniu samolotów Piper do odbywania przelotów przez zabudowę dodatkowego zbiornika. Z dawniejszego okresu warto wspomnieć zabudowę dodatkowego zbiornika zamiast miejsca pasażera w samolocie *RWD 5*, na którym Skarżyński w locie ponad Południowym Atlantykiem zdobył rekord odległości, lub umieszczenie dodatkowego zbiornika między pilotem i pasażerem w samolocie *PZL 19*, pilotowanym przez Lewoniewskiego w czasie jego, zakończonej katastrofą na terenie Związku Radzieckiego, próby bicia rekordu odległości.

Odrębnym zagadnieniem przy projektowaniu instalacji paliwowej wynikającym z przeznaczenia samolotu — jest sprawa instalacji dla samolotu zdolnego do wykonywania akrobacji. Zasadniczym punktem jest tutaj decyzja czy samolot ma wykonywać długotrwały lot na plecach, czy nie. Zdolność wykonywania długotrwałego lotu na plecach wymaga mianowicie poza odpowiednim wykonaniem instalacji paliwowej spełnienia następujących warunków, częściowo nie leżących już w możliwościach konstruktora samolotu. Są to: przystosowanie

gaźnika zabudowanego na silniku do pracy w położeniu odwróconym, wyposażenie układu smarowania silnika w urządzenia zabezpieczające przed nieprawidłowym (zbyt obfitym) smarowaniem części silnika, zapewnienie dopływu oleju świeżego oraz prawidłowe osuszanie karteru, jak również odpowietrzenie karteru w odwróconym położeniu. Jak widzimy dopiero spełnienie tych wszystkich wymagań daje w wyniku pożądany efekt i pozwoli na uzyskanie zezwolenia dla budowanego samolotu na wykonywanie długotrwałych lotów na plecach. W wypadku przeciwnym zbytecznym byłoby rozbudowywanie całej instalacji paliwowej. Jest jasne, że z normalną instalacją paliwową będzie można wykonując loty figurowe przetrzymywać samolot przez krótki okres czasu na plecach, przy czym nie należy się obawiać natychmiastowych uszkodzeń silnika lub tp. Możemy jedynie w tym wypadku liczyć się z zakłóceniem prawidłowego zasilania silnika w paliwo; spostrzeżemy więc zachłystywanie się silnika w wyniku nierównomiernego składu mieszanki, spowodowanego obecnością powietrza w przewodach paliwa oraz musimy liczyć się z pewną stratą paliwa na skutek wypełnienia przewodów odpowietrzających.

WZGLĘDY OBSŁUGI

Projekt instalacji paliwowej — jak zresztą wszystkie elementy konstrukcji i wyposażenia samolotu — powinien uwzględniać zagadnienie obsługi. Ogólne zasady — ułatwienie dokonywania przeglądów okresowych, wygodne i celowe podejście w czasie przeprowadzania często stosowanych zabiegów itp. — muszą i w tym wypadku obowiązywać.

Najczęściej dokonywany przez mechanika z obsługi lotniskowej zabieg przy instalacji paliwowej — napełnianie — musi być rzetelnie przemyślany przez konstruktora, by nie powodować utrudnień w pracy przez nieprawidłowe zaprojektowanie tego szczegółu instalacji. Właściwe rozmieszczenie wzierników umożliwiających dostęp do korka wlewu, proste lecz pewne zamknięcie wziernika, kształt i rodzaj korka pozwalającego na zarówno szybkie otwieranie wlewu, jak i szczelne oraz niekłopotliwe zamknięcie zbiornika, zabezpieczenie przed rozpryskiwaniem nalewanego paliwa — oto zagadnienia, których nieprawidłowe rozwiązanie może wiele „krwi napsuć" obsługującemu samolot mechanikowi startowemu.

Uszkodzenia występujące przy niedostatecznie mocnym ukształtowaniu elementu konstrukcji np. obrzeżu skrzydła, na którym trzeba opierać drabinkę, ponieważ z niej dopiero udaje się sięgnąć do wlewu; pogięcia obramowań wzierników i blachy w pobliżu wlewu spowodowane stawianiem naczyń z paliwem, lejów względnie nawet stawaniem nogami przez usiłującego dostać się do trudnodostępnego otworu zbiornika mechanika — oto minimalne skutki nieprzemyślanej konstrukcji nie uwzględniającej potrzeb obsługi.

Dalszym bardzo istotnym punktem jest sprawa łatwości wybudowania zbiorników i poszczególnych elementów instalacji paliwowej. Nawet uznając wszelkie trudności na jakie napotyka konstruktor samolotu w swej pracy przy „upychaniu" najrozmaitszych zespołów i agregatów osprzętu samolotu w ciasnych ramach założonego gabarytu — trzeba poddać krytyce rozwiązania nie spełniające wymienionego powyżej warunku. Konieczność odejmowania np. skrzydła przyczepnego, względnie potrzeba wymontowania pewnych elementów pracujących konstrukcji lub zawadzających części wyposażenia przy każdorazowym wybudowywaniu zbiorników — nie da się usprawiedliwić względami wytrzymałościowymi lub podobnymi.

Zagadnienie to będzie jednakowe czy będziemy rozpatrywać samolot sportowy, czy komunikacyjny lub wojskowy. W żadnym bowiem wypadku długi czas potrzebny przy wybudowywaniu uszkodzonego zbiornika, połączony z „rozkładaniem na czynniki pierwsze" całego samolotu nie będą możliwe do przyjęcia. Właściwe wykorzystanie sprzętu w aeroklubach, w lotnictwie wojskowym lub na liniach lotniczych może być wtedy tylko w pełni zrealizowane, gdy — jako warunek nieodzowny — usunie się zbędne i niepotrzebne czynności obsługowe. a do takich należy zaliczyć omówioną powyżej.

BEZPIECZEŃSTWO POŻAROWE

Jednym z ważnych warunków jakie musi spełniać instalacja paliwowa jest pełne wykorzystanie wszelkich możliwych środków dla zapewnienia bezpieczeństwa pożarowego. Zagadnienie to jest bardzo obszerne, więc w ramach niniejszego artykułu można jedynie wymienić najbardziej charakterystyczne szczegóły. Najważniejsza jest sprawa zabudowania zbiorników w pewnej odległości od silnika i komory silnikowej, poza ścianą ogniową, która naturalnie powinna być rzeczywistą osłoną dla ognia, co można uzyskać przez zastosowanie odpowiedniego materiału np. blachy stalowej. Przewody paliwowe, zwłaszcza giętkie znajdujące się w komorze silnikowej, a więc w strefie możliwego wybuchu pożaru muszą być odporne nie tylko na działanie wysokiej temperatury, lecz nawet i płomienia. Właściwe położenie wylotów przewodów odpowietrzających zbiorniki paliwowe oraz przewodów ściekowych w stosunku do rur wydechowych oraz przestrzeni, w której gazy wydechowe przechodzą wzdłuż kadłuba względnie gondoli i skrzydła. Ważne to jest zwłaszcza przy samolotach wykonujących akrobację, w czasie której często uchodzą przez przewody odpowietrzenia dość znaczne ilości paliwa, o czym wspomniano powyżej. Zapobieganie gromadzeniu się paliwa w komorze zbiornikowej przez stosowanie misek przy wlewach uniemożliwiających ściekanie rozpryskującego się paliwa po zbiorniku oraz wykonanie energicznej wentylacji komory zbiornikowej jest również istotnym czynnikiem w walce z niebezpieczeństwem pożaru.

ZAKOŃCZENIE

W artykule tym starałem się naszkicować szereg ogólnych uwag jakie nasuwają się lub powinny się nasuwać przy projektowaniu samolotowych instalacji paliwowych. W założonych ramach artykułu nie poruszyłem naturalnie wszystkich odnośnych spraw, raczej podałem te, których ważność wydaje się być znaczna.

Inż. Stanisław Madeyski

Skrzynka Techniczna

Zgodnie z zapowiedzią Redakcji na łamy „Techniki Lotniczej" wkracza nowy dział: „Skrzynka Techniczna".

Od Was, Czytelnicy, zależeć będzie czy dział ten rozwinie się pomyślnie i zajmie miejsce odpowiadające zamierzonym celom jakie spełnić powinien ku ogólnemu pożytkowi wszystkich ludzi pracy w Lotnictwie Polskim, czy też będzie jedynie „wegetował" stając się rodzajem „lamusa", gdzie gromadzą się mniej lub więcej niepotrzebne i mało ważne rzeczy.

Redakcja „Techniki Lotniczej" pragnie naturalnie, żeby Skrzynka Techniczna rozpoczynająca swoją służbę zarówno na łamach numerów naszego pisma jak i przez udzielanie odpowiedzi listownie, pocztą — stała się wkrótce działem niezbędnym, działem służącym każdemu z naszych Czytelników-Korespondentów w ułatwianiu rozwiązywania konkretnych zagadnień z dziedziny lotnictwa.

Dla ułatwienia nam pracy prosimy o spełnianie następujących warunków: 1) Umieszczenie na arkuszu listowym czytelnie wpisanych (najlepiej literami drukowanymi): imienia, nazwiska, dokładnego adresu pocztowego, zawodu wykonywanego oraz wykształcenia. Te — napozór mało ważne — dane często znakomicie ułatwiają sposób i formę odpowiedzi. 2) Dokładne sprecyzowanie zapytania względnie krótkie. zwięzłe ale wyczerpujące podanie interesującego zagadnienia. 3) Podpisanie listu. Podpis pełnym imieniem i nazwiskiem oraz podanie adresu stanowi pewnego rodzaju symbol nawiązania wspólnego kontaktu. Naturalnie czytelnicy, którzy nie chcą — na wypadek udzielenia odpowiedzi na łamach pisma — by nazwisko ich było wydrukowane, mogą podać kryptonim, pod którym odpowiedź będzie zamieszczona. Nazwisko pozostanie tylko dla wiadomości Redakcji.

Spodziewamy się, że warunki te nie będą dla Was, Czytelnicy zbyt ciężkie i wkrótce rozpoczniemy harmonijną współpracę. Wy przez poruszanie zagadnień i stawianie pytań — my przez gromadzenie materiałów odpowiedzi i publikowanie ich, gdy będą interesujące dla ogółu czytelników „Techniki Lotniczej", względnie przesyłanie pocztą, gdy dotyczyć będą bardzo szczególnych tematów.

*

W związku z zamieszczonymi w zeszycie *4(7)* „Techniki Lotniczej" z grudnia *1949 r.* artykułami: inż St. Witkowskiego — „Zapłon - spalanie - detonacja w silnikach o zapłonie elektrycznym" oraz inż. J. Skoniecznego — „Świece zapłonowe silników niskoprężnych" otrzymaliśmy kilka listów wskazujących na pewne „niezgodności" pomiędzy poszczególnymi danymi umieszczonymi w tych pracach.

Przede wszystkim chcemy naszym Korespondentom podziękować za nadesłane uwagi, ponieważ są one dla nas dowodem, że prace publikowane w „Technice Lotniczej" są skrupulatnie i — w co nie wątpimy — z pożytkiem wykorzystywane przez naszych Czytelników.

Na wstępie tych wyjaśnień pragniemy zwrócić uwagę naszych Korespondentów oraz wszystkich Czytelników, że na drugiej stronie okładki każdego numeru „Techniki Lotniczej" w § *9* wyraźnie podajemy uwagę: „Redakcja nie odpowiada za poglądy wyrażone przez autorów". Każdy autor opracowując swój artykuł korzysta naturalnie z własnych doświadczeń oraz z prac badaczy obcych, krajowych i zagranicznych. Zwłaszcza przy korzystaniu z literatury anglosaskiej i konieczności dokonywania przeliczeń z wymiarów calowych — otrzymuje się niekiedy wyniki w liczbach ułamkowych, które utrudniają porównywanie wyników wziętych z rozmaitych źródeł.

Po tym wstępie przechodzimy do szczegółów nadesłanych uwag.

W pierwszym rzędzie zwrócono uwagę na wielkość przerwy iskrowej. W pierwszym cytowanym artykule Autor podaje: „...Najkorzystniejszy odstęp elektrod wynosi *0,5—0,6 mm*..." (str. *131*, kol. *I*, w. *19* od dołu) oraz w drugim miejscu: „...jest wskazanym, żeby odstęp ten wynosił nie mniej niż *0,5—0,6 mm*..." poprzedzając to ostatnie zdanie uwagą „zwłaszcza dla celów rozruchu" (str. *132*, kol. *I*, w. *31—37* od góry). Autor artykułu drugiego pisze: „...Normalnie stosuje się w silnikach tłokowych niskoprężnych przerwę iskrową wielkości *0,3—0,5 mm*..." (str. *144*, kol. *I*, w. *5* od dołu). Na pierwszy rzut oka widać różnicę pomiędzy tymi oświadczeniami. Jeżeli jednak porównamy wykres na rys. *4* z drugiego artykułu na str. *144* to z łatwością stwierdzimy, że rozpatrywane są na nim porównawczo trzy różne wielkości przerwy *(0,3—0,5—0.8 mm)* w granicach znacznie szerszych jak podano poprzednio zarówno w artykule pierwszym jak i w drugim. Wskazany wykres ujmuje wyniki prac badawczych, rozpatrujących zagadnienie przerwy iskrowej pod kątem wielostronnych badań naukowych, które w następstwie stwarzają warunki dla normalnej pracy. Jako przykład orzeczenia normatywnego w tej właśnie dziedzinie pragniemy zacytować normę radziecką *(GOST — 1503 — 46 z 1.7.1947 r.)*, która dla świec lotniczych podaje, że odstęp pomiędzy centralną i bocznymi elektrodami świecy powinien mieścić się w przedziale *0,28—0,36 mm*.

Jeden z Czytelników zwrócił uwagę na trudność porównania wyników przedstawionych na wykresach na rys. *4* i *5* na str. *144*. Wykres z rys. *5* dotyczy przerwy powietrznej *0,25 mm*, podczas gdy wykres z rys. *4* wskazuje tylko przerwy *0,3*, *0,5* i *0,8 mm*. Rzeczywiście wygodniej byłoby porównywać obydwa wykresy gdyby miały wspólną wielkość porównawczą. Ale jeżeli przypomnimy to co podano na wstępie tego omówienia — że materiał bywa zbierany przez Autora z różnych źródeł — stanie się jasne, iż wykresy te musiały się ukazać w takiej, a nie poprawionej postaci.

W kolumnie *I* na str. *143* w wierszu *25* słusznie znalazł dalszy Korespondent błąd. Zamiast słowa „wartość cieplna" należy tam umieścić wyraz „*temperatura*".

Zwrócono również uwagę, że pomiędzy Autorami istnieje pewna rozbieżność przy określaniu liczbowej wartości temperatury samooczyszczania się świec. Po dokładnym jednak sprawdzeniu tekstów okazało się, że różnice te nie są istotne. Rząd wielkości podawanych wartości przez obydwu Autorów mieści się w granicach 400—500°C, a więc istnieje zgodność zupełnie wystarczająca z punktu widzenia praktyki.

Opracowując niniejsze omówienie znaleźliśmy również szereg nieścisłości, które jednak — po sprawdzeniu —

musieliśmy zapisać na konto autorów zagranicznych, z których prac korzystano przy pisaniu wspomnianych artykułów. I tak naprzykład w Tablicy 1 na str. *144* zamiast „stealit" powinno być „*steatyt*" = krzemian magnezowo-glinowy; zamiast „sillaminit" — „*silumanit*" = krzemian glinowy itp.

Takie szczegółowe omówienie uwag dotyczących prac publikowanych w „Technice Lotniczej" zamieszczamy celowo, ponieważ pragniemy w ten sposób zwrócić szerokiemu Ogółowi Czytelników naszego pisma uwagę na to, że zależy nam na nawiązaniu kontaktu z Nimi, przy czym wymiana myśli pomiędzy Redakcją a Odbiorcami pisma może zawsze przynieść tylko korzyść ogólną Sprawie, której wspólnie służymy — Lotnictwu Polskiemu.

Oczekujemy Waszych uwag i wypowiedzi!

inż. Stanisław Madeyski

Nowości Techniczne

RADZIECKIE SAMOLOTY ODRZUTOWE

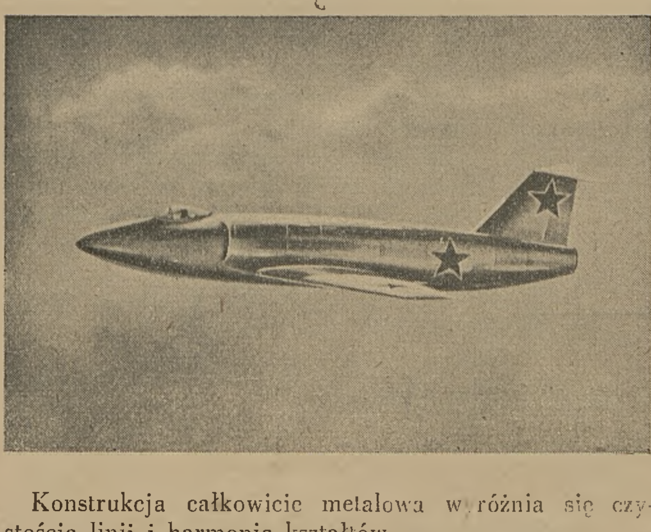
W Związku Radzieckim przeprowadzane są już od dłuższego czasu badania nad przydźwiękowymi prędkościami lotu, wykonywane przy pomocy wysokowartościowego sprzętu. Poniżej podajemy krótki opis samolotu, który przekroczył prędkość dźwięku.

Kadłub samolotu o czystych aerodynamicznych liniach mieści w przedniej części kabinę pilota, za którą znajdują się po obu stronach obszerne chwyty powietrza. Silnik odrzutowy o sprężarce osiowej znajduje się w środkowej części kadłuba.

Skrzydło o cienkim profilu laminarnym posiada skos do tyłu *35°* oraz dość dużą zbieżność *(3:1)*. Lotki umieszczono normalnie na końcach skrzydeł, zaś klapy w części środkowej.

Skrzydło jest umieszczone prawie w środku kadłuba, w jego dolnej części.

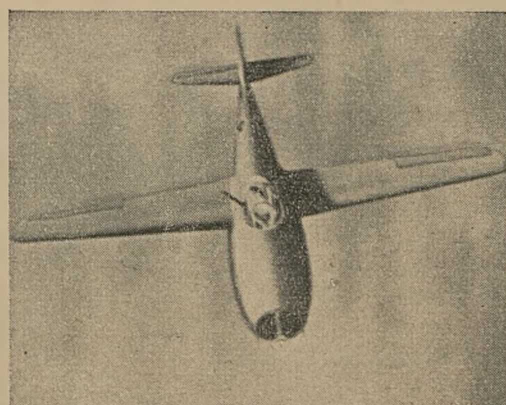
Usterzenie poziome o skosie *20°* jest umieszczone wysoko na szczycie statecznika pionowego, aby usunąć je z obszaru zawirowań spływających ze skrzydła, co jest ważne szczególnie przy prędkościach niewiele przekraczających krytyczną liczbę Macha. Wielkość usterzenia poziomego jest nieproporcjonalnie mała w porównaniu do samolotów tego typu używanych w państwach zachodnich.



Konstrukcja całkowicie metalowa wyróżnia się czystością linii i harmonią kształtów.
Rozpiętość *7,49 m.*
Długość *10,31 m.*
Prędkość maksymalna *1200 km/godz.*

Aeronautics, maj 1950

Myśliwskim samolotem odrzutowym budowanym seryjnie w Związku Radzieckim jest płatowiec MIG-9 konstrukcji *A. T. Mikojana* i *M. I. Guriewicza*, odznaczający się dużą zwrotnością i prędkością.



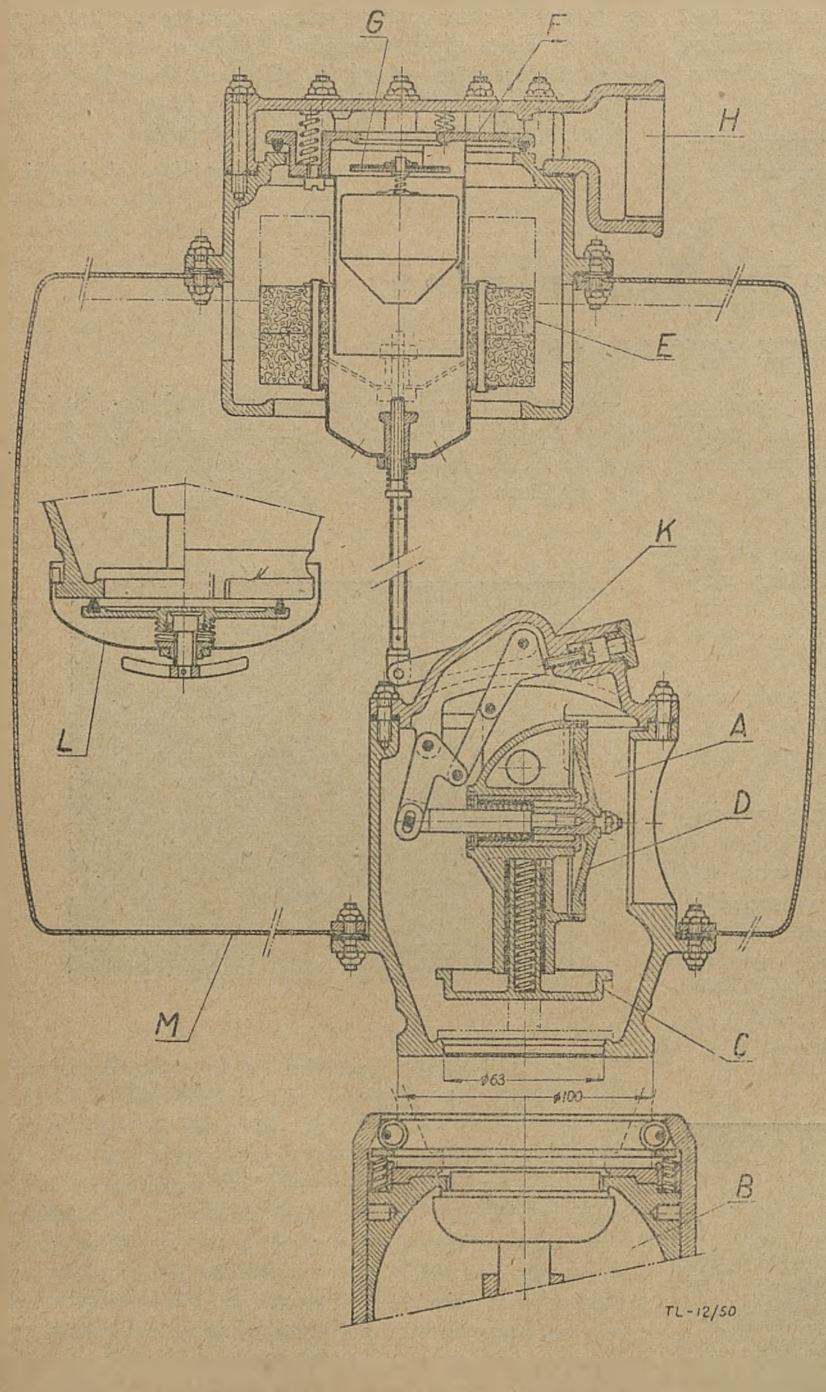
Jest to całkowicie metalowy średniopłat, napędzany dwoma silnikami odrzutowymi, umieszczonymi równolegle w dolnej części kadłuba. Skrzydła są kształtu trapezowego o zbieżności *2,5 : 1* i wydłużeniu *6,5*. Są one wyposażone w klapy szczelinowe. Całkowita rozpiętość wynosi *12,33 m.* Kadłub jest przekroju trójkątnego o doskonałej widoczności z miejsca pilota. Charakterystyczny jest podwójny chwyt powietrza dla silników odrzutowych widoczny na rysunkach. Wyloty spalin umieszczone są bezpośrednio pod krawędzią spływu skrzydła, przy czym kadłub w tej części jest podcięty tak, aby nic nie tamowało swobodnego wylotu spalin. Całkowita długość kadłuba wynosi *10,95 m.* Usterzenie poziome jest umieszczone dość wysoko, aby nie oddziaływał na nie obszar zaburzeń za skrzydłem. Trójkołowe podwozie posiada koła główne chowane w skrzydło.

Silniki posiadają sprężarki osiowe i dają po *1600 kG* ciągu. Uzbrojenie stanowią dwa C. K. M-y kalibru *12,7 mm* oraz działko kalibru *30 mm* umieszczone w nosie kadłuba.

Prędkość największa jest oceniona na około *965 km/godz.*

Jane's All the World's Aircraft 1949/50.

ZAWÓR DO NAPEŁNIANIA ZBIORNIKÓW PALIWA



Duże szybkości osiągane przez nowoczesne samoloty wymagają urządzeń umożliwiających szybkie przeprowadzenie czynności naziemnych, a co za tym idzie zwiększenie szybkości handlowej samolotu.

Zagadnienia te zostały przedyskutowane przez IATA łącznie z ICAO i ISO; między innymi wysunęło się zagadnienie szybkiego i bezpiecznego napełniania zbiorników paliwa. Sprawa ta była rozpatrywana szeroko na kongresie IATA — Montrealu w roku *1948*, gdzie między innymi ustalono, że szybkość napełniania zbiorników powinna wynosić *40000 l/godz*, przy czym musi być wyeliminowana możliwość przelania paliwa lub stworzenia w jakikolwiek sposób nadciśnienia w zbiorniku. Podczas napełniania zbiorników, przelewanie na wolnym powietrzu jest niedopuszczalne.

Francuska firma „Rellumit" opracowała odpowiadający wymaganym warunkom zawór do napełniania zbiorników od dołu podany na rysunku.

W dnie zbiornika jest zabudowany korpus *A*, do którego dolnej części dołącza się przewód zasilający *B*. Przewód ten, samoczynnie zatrzaskuje się na wylocie korpusu *A*. Paliwo unosi zawór *C* i przez otwarty zawór *D* wpływa do zbiornika.

Zawór *D* jest sterowany przez pływak *E* znajdujący się przy górnej ścianie zbiornika. Gdy zbiornik jest pusty, pływak za pośrednictwem układu drążków i dźwigienek utrzymuje otwarty zawór *D*.

Po osiągnięciu żądanego poziomu, pływak powoduje zamknięcie zaworu *D* i odcięcie zbiornika od przewodu zasilającego. Ustanie przepływu paliwa, powoduje zamknięcie zaworu *C*. Po napełnieniu zbiornika, wlot korpusu *A* jest zamknięty szczelną pokrywą.

Zbiornik jest odpowietrzany poprzez zawór *G* zamykający się w czasie akrobacji. W górnej części komory pływakowej, znajduje się również zawór bezpieczeństwa *F*.

L'Air Nr 635 styczeń 1950

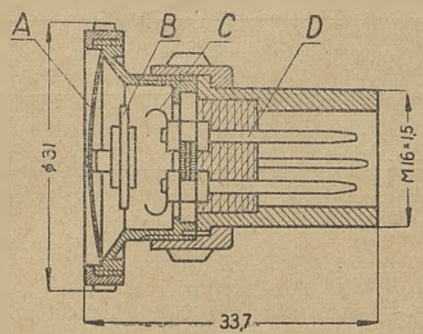
WYKRYWACZE POŻARU NA SAMOLOTACH

Wykrywacze pożaru wchodzą w skład instalacji gaśnicowej i zadaniem ich jest uruchomienie instalacji w wypadku znacznego wzrostu temperatury w punkcie, w którym umieszczony jest wykrywacz.

Zastosowanie termopary jako wykrywacza, pomimo wielkiej prostoty i trwałości, wymaga użycia bardzo czułych przekaźników lub wzmacniaczy elektronowych wobec tego, że prądy termoelektryczne są bardzo słabe. Z wykrywaczy tego rodzaju, stosowane są termopary Edisona.

Najczęściej obecnie są stosowane wykrywacze oparte na wydłużalności metali w funkcji temperatury. W wykrywaczu Fenval zastosowano pręt metalowy oparty przegubowo o denka cylindrycznego korpusu. Wskutek zmiany długości korpusu w zależności od temperatury otoczenia pręt wygina się włączając kontakt elektryczny

uruchomiający gaśnice. Tego typu wykrywacze są stosowane przez Zakłady Lockheed.



TL-13/50

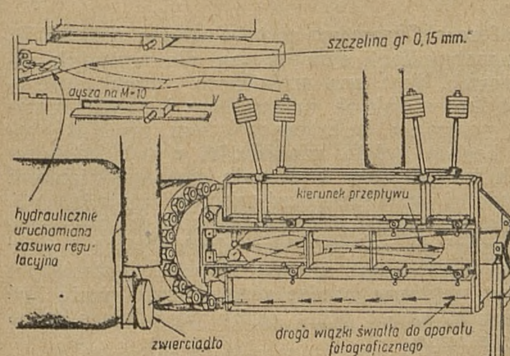
W innego rodzaju wykrywaczach zastosowano czaszę bimetalową, która zmienia promień krzywizny w zależności od temperatury, dzięki czemu zamknięty zostaje obwód elektryczny. Włączenie kontaktu przy tego rodzaju rozwiązaniu, jest szybkie i pewne. Bimetalowa czasza *A* przy wzroście temperatury, zmienia promień krzywizny i dociska płytkę *B* do styków *C* kontaktu, zamykając obwód i uruchomiając gaśnice.

Innym mniej używanym rozwiązaniem, jest użycie czaszy bimetalowej zamocowanej do podstawy w środku i na jednym punkcie obwodu. Do przeciwległego punktu na obwodzie jest zamocowany styk kontaktu.

Wykrywacze oparte na zasadzie odkształceń elementów bimetalowych w zależności od temperatury są proste, łatwe do sprawdzenia, małe i nie wymagają wymiany po użyciu, jak to ma miejsce z wykrywaczami topikowymi.

L'Air Nr 635 styczeń 1950.

TUNEL NA LICZBĘ MACHA 10



Ostatnio w Kalifornijskim Instytucie Technicznym został zbudowany tunel na bardzo duże prędkości naddźwiękowe. Poza zdobywaniem danych o falach uderzeniowych, warstwie granicznej i przepływie przy prędkościach naddźwiękowych będzie również badany sam układ tunelu dla uzyskania doświadczenia odnośnie projektowania, osiągów i wyposażenia przyszłych tuneli na bardzo duże prędkości.

Tunel ten może pracować w sposób ciągły. Przestrzeń pomiarowa posiada długość około *1,2* m. W celu przyśpieszenia powietrza przepuszczane jest ono przez dyszę wykonaną ze specjalnej stali stopowej. Szczelina dyszy może być nastawiana. Dla osiągnięcia liczby Macha *10* jej wielkość wynosi *0,15* mm, czyli tyle co grubość tej kartki papieru. Przyśpieszone powietrze przepływa przez komorę pomiarową o przekroju *127x127* mm, gdzie są umieszczane modele a następnie przez dyfuzor, gdzie jego prędkość jest zwolniona. Powietrze rozprężając się za szczeliną oziębia się do *—257°C* przy czym ciśnienie spada do około *1/1000* atmosfery.

Powietrze jest dostarczane przez *15* sprężarek, w tym *13* typu paletkowego i dwie tłokowe o dwustronnym działaniu. Przy pomocy układu rur i zaworów sprężarki mogą pracować równolegle lub też wszystkie *15* mogą być połączone seriami szeregowo w układzie sześciostopniowym.

Sprężone powietrze jest dostarczane do dużego zbiornika o długości *3,66* m i średnicy *0,914* m przy czym grubość ścianek waha się od *38* do *89* mm. Ciężar zbiornika wynosi około *6* ton. Dopóki ciśnienie powietrza w zbiorniku nie osiągnie żądanej wielkości szczelinę dyszy zatyka się specjalną zasuwą. Ponieważ powietrze musi być wolne od wilgoci jest ono osuszane przed wejściem do tunelu. Osuszacz wystarcza na *10—20* godzin pracy. W celu uniknięcia skraplania się pary wodnej na zewnętrznych stronach płyt szklanych, stanowiących ścianki komory pomiarowej, okna są podwójne przy czym na dnie przestrzeni między szybami jest umieszczony specjalny materiał hygroskopijny.

Dla uzyskiwania fotografii przepływu tunel jest wyposażony w urządzenie Schlierena. Składa się ono z układu luster, które przepuszczają równoległą wiązkę światła poprzez szklane okna komory pomiarowej. Fale uderzeniowe działają jak małe soczewki zakłócając równoległy przebieg wiązki światła; zakłócenie to jest fotografowane specjalnie skonstruowanym aparatem. Może on fotografować powierzchnię o średnicy *200* mm. Cała aparatura fotograficzna może być przesuwana wzdłuż tunelu po odpowiednich szynach. Umożliwia to fotografowanie przepływu zarówno w przedniej jak i tylnej części większego modelu.

(Aviation Week, Dec. 12, 1949).

BIEGUNOWA PRĘDKOŚĆ SĘPA

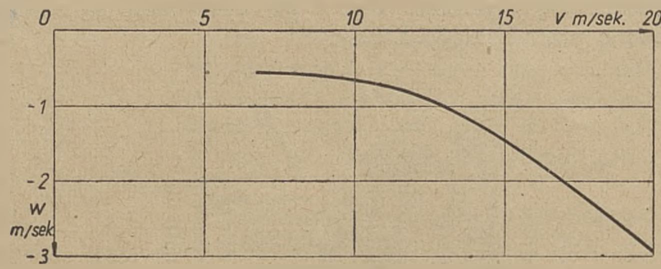
Poniżej podajemy biegunową prędkości szybowca typu „Sęp“ — przepraszam — nie szybowca ale poprostu — sępa (Cathartes Aura). Technika pomiarowa jest dość ciekawa. Na szybowcach o znanej charakterystyce aerodynamicznej wykonywano loty w towarzystwie krążących sępów i w ten sposób przeprowadzono pomiary porównawcze.

Najmniejsza pomierzona prędkość wyniosła około *24* km/godz, a odpowiadające temu $c_z = 1,6$. Obciążenie powierzchni sępa wynosi około *4,9* kG/m². Doskonałość obliczona z podanej biegunowej jest *15,4:1*.

Najmniejsza prędkość opadania wynosi *0,5* m/sek, wydłużenie efektywne *9,25* a $c_{x\,min} = 0{,}0274$. Graniczna prędkość pionowego lotu nurkowego wyniosłaby ok. *190* km/godz. Ptak składając skrzydła może osiągnąć jednak prędkość większą.

Osiągi są więc rzędu szybowca treningowego tylko obciążenie powierzchni jest znacznie poniżej normy.

(Aeron. Eng. Review Nov. 1949).



Nowe Książki

Brat Wawrzyniec Podwapiński, ZEGARMISTRZOSTWO, praktyczny podręcznik fachowy. Wyd. Niepokalanów. Część I, Historia, nauka i praca zegarmistrzowska, 1948 r., str. 110, rys. 55, cena zł. 300.—; Część II, Materiałoznawstwo zegarmistrzowskie i części zamienne, 1948 r., str. 192, rys. 221, tabl. 21, cena zł. 500.—; Część III. Maszyny, narzędzia i przybory zegarmistrza, 1949 r., str. 310, rys. 357, tabl. 6, cena zł 1000.—.

Ukazała się ostatnio na półkach księgarskich część trzecia dzieła pod tytułem „Zegarmistrzowstwo", które stosownie do zapowiedzi autora — mistrza zegarmistrzowskiego — zawierać będzie łącznie kilkanaście takich części, stanowiących razem podstawową encyklopedię dla pracownika zegarmistrzowskiego. Przy okazji omówimy również pokrótce części wydane poprzednio.

Część I zawiera następujące działy: „Historia czasomierzy", na który składa się materiał drukowany w czasopiśmie IW SIMP „Mechanik" w latach 1946 — 1947; „Uczeń zegarmistrzowski" omawiający sprawy wyboru zawodu, orzeczeń psychotechnicznych, materiału nauczania oraz przepisów obowiązujących przy zawieraniu umów o szkolenie czeladników; „Pracownia zegarmistrzowska" — porusza zagadnienia lokalu odpowiedniego na pracownię, jej oświetlenie, ogrzewanie i przewietrzanie, miejsce pracy i prawidłowe rozmieszczenie narzędzi; „Higiena zawodowa i bezpieczeństwo pracy".

Część II zawiera następujące działy: „Materiałoznawstwo" omawiający podstawowe wiadomości z fizyki i chemii, ważniejsze pierwiastki i związki chemiczne używane w zegarmistrzowstwie, metale i materiały zastępcze, środki do szlifowania i polerowania, kamienie szlachetne, masy świecące, smary i oleje, środki do czyszczenia mechanizmów, kąpiele hartownicze, pyłochłony itp. materiały; „Części zamienne" — omawia sprawę nabywania oraz prawidłowego przechowywania części zamiennych.

W części III w dziale „Maszyny, narzędzia i przybory zegarmistrza" omówione są następujące elementy wyposażenia pracowni: narzędzia i przyrządy do rozbierania i składania zegarków, przyrządy do badania, mierzenia i znaczenia (trasowania), narzędzia do umocowywania, zaciskania i wyginania, narzędzia i przyrządy do cięcia, wgniatania, kucia i nitowania, tokarka zegarmistrzowska, maszyny i narzędzia do wiercenia, do frezowania, do oprawiania łożysk kamiennych i metalowych oraz do czyszczenia zegarków, narzędzia do gwintowania, szlifowania i polerowania, przybory do grzania, lutowania i hartowania oraz tym podobne przybory i urządzenia. Ponadto w dziale „Normalizacja" poruszone zostały zagadnienia normalizacji w zegarmistrzowstwie.

Każda część zawiera dalej bogaty wykaz fachowej literatury, informator o szkołach, fabrykach i hurtowniach zegarmistrzowskich w Polsce, uzupełnienia do poprzednio wydanych części i skorowidze alfabetyczne.

Omawiana książka — sądząc z części, które się już ukazały — może być z pożytkiem zastosowana w lotnictwie dla szkolenia pracowników warsztatów wytwórczych i remontowych osprzętu lotniczego, wymagających znajomości zawodu precyzyjnego mechanika, zwłaszcza przy pracach przy pokładowych przyrządach lotniczych. Gruntowna znajomość podstaw umiejętności potrzebnych zegarmistrzowi może być przez tak wyszkolonych pracowników celowo wykorzystana dla potrzeb zarówno przemysłu lotniczego, jak i lotnictwa wojskowego oraz komunikacyjnego. Wiadomości praktyczne, zgromadzone w omawianej książce mogą być również przydatne dla pracowników lotnictwa, nie związanych bezpośrednio z wykonawstwem osprzętu np. dla konstruktorów i wytwórców precyzyjnych przyrządów lotniczych, dla kierowników i pracowników zaopatrzenia warsztatów i składnic sprzętu wyposażenia lotniczego. *S. M.*

S. P. CHROMOW — Osnowy sinopticzeskoj mietieorołogii. Wyd. Gidromietieorołogiczeskoje Izdatielstwo — Leningrad *1948*, str. *695*.

Książka ta jest dalszym stopniem rozwoju dwóch znanych już na świecie i wysoko cenionych dzieł tegoż autora, a mianowicie: „Wwiedienije w sinopticzeskij analiz", książki wydanej w latach *1934—1937* i tłomaczonej na szereg języków obcych, oraz „Sinopticzeskaja mietieorołogia" wyd. w *1940 r.* Tym nie mniej nie jest ona przeróbką poprzednich prac, lecz została opracowana na nowo z uwzględnieniem najnowszych zdobyczy w tej dziedzinie, a przede wszystkim doświadczeń autora z jego piętnastu lat pracy nad zagadnieniami praktycznej synoptyki meteorologicznej.

Książka profesora *Chromowa* została uznana w Z.S.R.R. za podręcznik meteorologii synoptycznej dla wyższych zakładów naukowych. Jest ona wyjątkowo cennym instrumentem nie tylko w rękach synoptyków i całego meteorologicznego personelu technicznego, lecz również stanowi bardzo bogate źródło wiadomości z tej dziedziny dla wszystkich tych, którzy interesują się zagadnieniami rozwoju pogody i możliwościami służby synoptycznej. Dużą jej zaletą jest to, że przy zachowaniu ścisłości rozważań, wymaganej od podręczników akademickich i przy stosowaniu, w minimalnym zresztą stopniu, matematyki wyższej — jest napisana bardzo przystępnie i może być czytana bez trudu nawet przez osoby posiadające tylko średnie wykształcenie.

Książka podzielona jest na dziesięć rozdziałów w sposób następujący:

Rozdz. I. *Wstęp* — omawia przedmiot i metody pracy meteorologii synoptycznej, historię jej rozwoju, podstawy budowy atmosfery i podstawy meteorologii synoptycznej.

Rozdz. II. *Elementy analizy synoptycznej* — omawia rodzaje informacji synoptycznych, mapy synoptyczne, błędy materiału obserwacyjnego, zadania i technikę analizy mapy, mapę izobar, wykresy aerologiczne i dające się wyciągnąć z nich wnioski, mapy barycznej topografii, przekroje pionowe, mapy izentropiczne i zasady prognozy synoptycznej.

Rozdz. III. *Pole ciśnienia i wiatru* — podaje ogólne dane o polu ciśnienia i wiatru, opis układów barometrycznych, omawia wiatry gradientowe, wpływ tarcia na wiatr dolny, wiatry górne, zmiany wiatru z wysokością, meteorologiczne znaczenie ogólnej cyrkulacji atmosfery i zmiany zachodzące w ciśnieniu atmosferycznym.

Rozdz. IV. *Masy powietrza* — poświęcony jest opisowi mas powietrznych, ich klasyfikacji zarówno z uwagi na własności termiczne jak również z uwagi na pochodzenie geograficzne, ich własności konserwatywnych i cech charakterystycznych oraz sposobom przekształcania się.

Rozdz. V. *Fronty* — obejmuje ogólne pojęcia o frontach troposfery, tworzenie się i zanikanie frontów, nachylenie powierzchni frontowej, przemieszczanie się frontów, opis frontów ciepłych, chłodnych i zokludowanych oraz wpływy podłoża na fronty.

Rozdz. VI. *Aktywność cykloniczna* — omawia ogólne własności cyklonów i antycyklonów, cyklony jako falowe zakłócenia, rozwój cyklonów frontowych, zmiany ciśnienia w cyklonie, energię cyklonów, lokalną cyklogenezę, budowę cyklonów i odpowiadający im stan pogody, antycyklony, aktywność cykloniczną, ruch cyklonów i antycyklonów, związek między zjawiskami zachodzącymi w stratosferze i aktywnością cyklonów.

Rozdz. VII. *Ogólna cyrkulacja atmosfery* — zawiera ogólne dane o cyrkulacji atmosfery oraz średnim rozkładzie ciśnień i wiatrów na kuli ziemskiej frontów klimatologicznych, omawia przenoszenie ciepła w ramach ogólnej cyrkulacji, passaty, cyklony tropikalne, musony, oraz własności cyrkulacji występującej w większych szerokościach geograficznych.

Rozdz. VIII. *Prognoza sytuacji synoptycznej* — omawia analizę sytuacji synoptycznej, przewidywanie przemieszczania się układów synoptycznych, przewidywanie przekształcania się tych układów, przewidywanie układu barometrycznego, wyliczenie pola ciśnień, metodę *I. A. Kibela*.

Rozdz. IX. *Prognoza pogody* — omawia prognozę temperatury, prognozę wiatru, genezę i prognozę zachmurzenia, warunki powstawania i prognozę opadów, mgieł, oblodzenia, sposoby formowania prognoz, metody sprawdzania sprawdzalności prognoz.

Rozdz. X. *Procesy makroskopowe i długookresowe prognozy* — zawiera ogólne uwagi na ten temat, omówienie klasyfikacji procesów synoptycznych w związku z prognozą długookresową, omówienie bezwładności meteorologicznej, związków korelacyjnych, poszukiwania periodyczności w procesach atmosferycznych, prognoz szkoły *Multanowskiego* oraz amerykańskich metod opracowywania dłuższych prognoz.

St. R.

A. K. Trapiezinkow — RENTGENODEFEKTOSKOPIA Maszgiz 1948.

Książka A. K. Trapiezinkowa stanowi poważny przyczynek do literatury traktującej o metodach sprawdzania jakości zarówno gotowych wyrobów jak i półfabrykatów. Powinna znaleźć się ona w rękach każdego pracownika laboratorium rentgenograficznego, który znajdzie w niej wiele potrzebnych wiadomości.

Książka podzielona jest na dwie części. Część pierwsza (możnaby ją nazwać ogólną) podzielona jest na trzy rozdziały. W pierwszym rozpatruje autor powstawanie oraz rozmaite efekty wywołane promieniami Rentgena, jak luminiscencja, jonizacja, działanie chemiczne, cieplne itp. oraz podaje wytyczne i sposoby mierzenia tych efektów. Opisuje również w tym rozdziale dość szczegółowo zjawiska zachodzące przy przepuszczaniu wiązki promieni Rentgena przez ciało, absorbcję, rozpraszanie i inne.

Rozdział drugi tej części poświęcony jest lampom rentgenowskim. Autor zapoznaje nas z rozmaitymi typami lamp rentgenowskich (diagnostycznymi, terapijnymi i specjalnie przystosowanymi do prześwietleń materiałów). Znajdujemy tu wszystkie typy lamp wyrabiane w ZSRR z rysunkami i charakterystykami oraz te lampy wyrabiane poza ZSRR, które odznaczają się specjalnymi rozwiązaniami konstrukcyjnymi.

Rozdział trzeci poświęcony jest aparaturze. Autor omawia pokrótce transformatory wysokiego napięcia, kondensatory oraz podaje kilka schematów połączeń. Największy nacisk położył jednak autor na opisanie praktycznego zastosowania promieni Rentgena do wykazywania wad w materiałach. Zagadnieniu temu poświęcona jest druga część książki — praktyczna.

W siedmiu rozdziałach drugiej części autor zajmuje się szczegółowo techniką prześwietlania różnych elementów, podając szereg przykładów praktycznych, wziętych prawie wyłącznie z przemysłu lotniczego. Wspomina również o prześwietlaniu elementów płatowca, drewna, plastyków itp. Bardzo szczegółowo są opisane metody rejestracji wad materiałowych (fotograficzne, wizualne i jonizacyjne). W tej części autor rozpatruje również projektowanie laboratoriów rentgenograficznych i sposoby zabezpieczania personelu przed szkodliwym działaniem promieni Rentgena podczas pracy. Wartość książki podnoszą liczne zdjęcia, tablice i wykresy rozmieszczone w tekście. Bogaty wykaz literatury ułatwia zadanie czytelnikowi pragnącemu poświęcić więcej uwagi dziedzinie badań rentgenograficznych. W sumie — bardzo pożyteczna książka, którą wszyscy interesujący się badaniem materiałów powinni przeczytać.

E. G.

Nowe normy i projekty norm

Począwszy od tego zeszytu będziemy systematycznie ogłaszali, jakie normy i projekty norm ukazały się w okresie sprawozdawczym z dziedziny lotnictwa oraz z dziedzin, z którymi lotnictwo jest ściśle związane. Wprowadzając ten nowy dział pragnęlibyśmy pokrótce przypomnieć i podkreślić znaczenie jakie mają normy dla gospodarki państwowej. Każda norma jest bardzo szczegółowo i wszechstronnie opracowywana przez komisję złożoną z różnych fachowców danego działu. Norma zawiera maksimum wiedzy i doświadczenia, niezbędnych do wytworzenia kształtu i różnych ważnych właściwości danego przedmiotu znormalizowanego, czy to będzie klin, śruba, kurek, czy tylko najwłaściwsza nazwa. Komisja normalizując kształt i materiał przedmiotu uwzględnia różne czynniki, które niekiedy nawet na myśl nie przychodzą niefachowcowi lub niedoświadczonemu konstruktorowi, jak np. sposób obróbki. najwłaściwsze zabezpieczenie przed korozją, właściwe proporcje ze względu na wytrzymałość i montaż, warunki przechowywania i użytkowania, transport, względy bezpieczeństwa itp. Norma redukuje do niezbędnego minimum ilość typów danego przedmiotu przyczyniając się do znacznych oszczędności. Norma zapewnia wymienność, umożliwając niezależne wytwarzanie pasujących do siebie części w różnych punktach kraju przez różne zakłady produkcyjne. Norma usprawnia transport: np. wagony wyrabiane w różnych krajach mogą się toczyć po znormalizowanych torach całego świata. Norma często zastępuje rysunek, zwłaszcza dla przemysłu i oszczędza pracę kreślarzom. Norma eliminuje wytwarzanie przedmiotów nieprzydatnych z powodu błędnego doboru materiału czy wadliwego wykonania. Norma stoi też na straży czystości i logiki języka. Normalizacja nazw i pojęć technicznych ułatwia szybkie porozumiewanie

się i nauczanie. Norma jest pomocą dla ludzkiej pamięci, np. formularze urzędowe.

Dla gospodarki socjalistycznej, gospodarki planowej i kierowanej normy przedmiotowe są rzeczą niezbędną i wprowadzanie ich jest traktowane na równi z wytwarzaniem środków produkcji.

Państwowa Komisja Planowania Gospodarczego zleciła całej armii fachowców zaproszonych przez Polski Komitet Normalizacyjny uaktualnienie i opracowanie wielkiej ilości nowych norm przedmiotowych, które będą niezwłocznie zastosowane przede wszystkim przy realizacji Planu Sześcioletniego. Od pracy tej nie powinien się nikt uchylać, a każdy powinien w miarę możności przyczyniać się do ulepszenia i rozpowszechniania wprowadzonych norm.

Apelujemy do naszych Czytelników, aby zapoznawali się z projektami norm, nadsyłali do PKN w miarę znajomości tematu swoje uwagi i jaknajszybciej wprowadzali obowiązujące normy w życie.

PROJEKTY NORM Z DZIEDZINY LOTNICTWA

W zeszycie marcowym „Wiadomości PKN" zostały opublikowane następujące projekty norm z dziedziny lotnictwa:

PN/L-76000 Świece lotnicze nieekranowane. Główne wymiary.
PN/L-76001 Świece lotnicze ekranowane. Główne wymiary.
PN/L-76002 Świece lotnicze. Podkładki miedziane.
PN/L-76003 Świece lotnicze. Podkładki miedziano-azbestowe.
PN/L-76009 Przewód zapłonowy świec lotniczych. Ekran.
PN/L-76011 Przewód zapłonowy ekranowany. Oprawka zaczepu płaskiego.

W zeszycie kwietniowym „Wiadomości PKN" zostały opublikowane następujące projekty norm z dziedziny lotnictwa:

PN/L-02002 Silnik lotniczy tłokowy. Wytyczne ustalania przeciętnego ciężaru.
PN/L-02651 Przewody instalacji lotniczych. Średnice wewnętrzne.

Uwagi lub sprzeciwy do powyższych projektów norm należy przesyłać pod adresem: Polski Komitet Normalizacyjny, Warszawa, Nowy Świat 1, do dnia 1.VIII.1950 r.

W zeszycie czerwcowym „Wiadomości PKN" zostały zamieszczone nast. projekty norm INTERESUJĄCE BRANŻĘ LOTNICZĄ:

PN/C-96131 Przetwory naftowe. Smary stałe. Kalipsol. Warunki techniczne.
PN/C-96134 Przetwory naftowe. Smary stałe do łożysk tocznych. Warunki techniczne.
PN/H-04330 Próba wytrzymałości metali na pełzanie.

Uwagi lub sprzeciwy do powyższych projektów norm należy przesyłać do dnia 1.IX.1950 r. pod powyżej podanym adresem.

KRONIKA ZPIL

ODCZYTY

W okresie sprawozdawczym ZPIL zorganizował następujące odczyty, które odbyły się w gmachu Instytutu Aerodynamicznego:

Dnia 19.V.1950 r.

Inż. St. Witkowski — Niektóre możliwości ulepszeń w dziedzinie tłokowych silników lotniczych.

Dnia 2.VI.1950 r.

Inż. Jerzy Pindera — Przykłady zastosowania elastooptycznej metody analizy naprężeń w przemyśle.

Dnia 23.VI.1950 r.

Inż. E. Gruszczyński — Technologia połączeń w lotnictwie.

Kolegów, zalegających z prenumeratą „Techniki Lotniczej" prosimy o uregulowanie należności. Konto PKO bez zmian.

TECHNIKA LOTNICZA — Kwartalnik Związku Polskich Inżynierów i Techników Lotniczych (Koło Lotnicze SIMP)
wydawany nakładem NACZELNEJ ORGANIZACJI TECHNICZNEJ
Redaguje Komitet Redakcyjny — Redaktor Naczelny — inż. Jan Paczoski
Redaktorzy działowi — inż. Stanisław Madeyski, inż. Jerzy Pindera, inż. Jan Staszek
Adres Redakcji: Warszawa 1, Nowowiejska 24.
Redaktor Naczelny przyjmuje we wtorki i czwartki godz. 17.30—18.30.
Adres Administracji: Administracja Czasopism Technicznych NOT, Warszawa, Czackiego 3/5, tel. 8-95-10 do 16.
KONTO PKO 1-8100.
Cena pojedyńczego zeszytu 200 zł. Prenumerata roczna 800 zł. półroczna 400 zł.
Organizacjom młodzieży uczącej się przysługuje zniżka 50% przy prenumeracie zbiorowej od 10 egz. wzwyż.
Prenumeraty za granicą: $4 wzgl. £1.

Druk. L.S.W. Nr 2 — Warszawa, ul. Skolimowska 5. B-119204

Wskazówki dla autorów współpracujących z „Techniką Lotniczą".

1. Przed przystąpieniem do opracowania artykułów kompilacyjnych lub tłumaczeń do „Techniki Lotniczej" należy porozumieć się z redakcją, celem upewnienia się, że dany temat nie jest w opracowaniu przez kogo innego.

2. Przy opracowywaniu artykułów należy położyć jak największy nacisk na przejrzystość układu, zrozumiałość i jasność treści. Brak tej cechy sprawia, że najwartościowsze nawet prace nie mogą być należycie ocenione.

Należy posługiwać się zdaniami krótkimi, myśli główne należy wyraźnie uwypuklać, choćby nawet przez powtarzanie się.

Specjalnie ważne jest staranne i logiczne wprowadzanie wzorów, przy czym należy robić jak najmniej przeskoków.

Należy rozbić artykuł na logiczne rozdziały i ustępy, zaopatrując je w tytuły, numerować ważniejsze wzory, przestrzegając jednakowego słownictwa w tekście i na rysunkach, przestrzegać nowej pisowni polskiej zatwierdzonej przez Ministerstwo Wyznań Religijnych i Oświecenia Publicznego z dn. 24 czerwca 1936 r., oraz ogólnie przyjętych symboli, skrótów itp.

3. Rękopis względnie maszynopis, nadesłany do redakcji musi odpowiadać następującym wymaganiom:

a) Pisać po jednej stronie z interlinią (z odstępem pomiędzy wierszami) wyraźnie, atramentem, na kartkach formatu A4 (210 × 297 mm). Z lewej strony kartki musi być zostawiony margines dla korekty i uwag redakcji. Ilość znaków w jednym wierszu winna wynosić 50. Na pierwszej stronie u góry pozostawić wolne około ¼ strony dla uwag redakcji i oznaczenia artykułu.

b) Maszynopis nadesłać w 2 egzemplarzach na papierze kancelaryjnym a nie przebitkowym.

c) W rękopisie lub maszynopisie nie dawać żadnych podkreśleń, nie pisać r o z s t r z e l o n y m d r u k i e m, ani nie pisać wyrazów WERSALIKAMI (dużymi literami alfabetu). Chcąc wprowadzić tę formę do tekstu drukowanego należy stosować „Wskazówki dla autorów współpracujących z Instytutem Wydawniczym SIMP", którą to broszurę prześlemy bezpłatnie na żądanie, lub pozostawić tę sprawę redakcji, zaznaczając jedynie w odpowiednim miejscu czarnym ołówkiem na marginesie: wydrukować kursywą, wersalikami, tłustym drukiem, rozstrzelonymi literami lub tp.

d) Nie pozostawiać wolnych miejsc na rysunki. W miejscu gdzie ma być umieszczony rysunek należy w środku szpalty podać oznaczenie w postaci: Rys. 1., Rys. 2., itp. W szczególności nie należy wcinać tekstu (tj. zmniejszać szerokości szpalty dla oznaczenia rysunku).

e) Wzory matematyczne podawać w oddzielnych wierszach. Wzory pisać odręcznie możliwie najwyraźniej, zachowując odpowiednią wielkość liter i cyfr oraz prawidłowe położenie wskaźników i symboli.

f) Odnośniki pisać bezpośrednio po wierszu, w którym cyfra odnośnika została podana.[1])

g) W odnośnikach biograficznych podawać nazwisko autora, tytuł książki lub artykułu, tytuł i numer czasopisma, w którym dany artykuł ukazał się, oraz rok wydania.

h) Numerować kartki rękopisu względnie maszynopisu w postaci:
— 1 —, — 2 —, itd. pośrodku strony u góry.

4. Rysunki i wykresy winny być wykonane w skali 3:1, większe (cało-stronicowe) w skali 2:1 pamiętając, że szerokość szpalty wynosi 85 mm, a szerokość kolumny 175 mm.

Rysunki powinny być wykonane tuszem na niezbyt szorstkim papierze rysunkowym lub na białej kalce rysunkowej (kalka niebieskawa lub żółtawa jest niewskazana).

Przy wykonywaniu wykresów należy tak dobrać skalę, aby po zmniejszeniu oczka siatki wykresu miały wymiar 5 × 5 lub 10 × 10 mm.

5. Fotografie oryginalne powinny być wykonane na gładkim, błyszczącym papierze fotograficznym i — o ile możności — retuszowane.

6. O ile mają być reprodukowane jakieś rysunki lub fotografie z innych dzieł, to dzieła te należy załączyć do rękopisu i zaznaczyć na wykazie rysunków tytuł i miejsce dzieła, z którego ma być zaczerpnięty dany rysunek.

Wydawnictwa te zostaną zwrócone.

7. Wszystkie rysunki, fotografie i wykresy winny być ponumerowane zgodnie z tekstem. Rysunki, wykresy i fotografie należy składać w oddzielnej kopercie, usztywnionej tekturową wkładką. Nie mogą być one składane ani naklejane.

8. Autor obowiązany jest do wykonania co najmniej 2 korekt drukarskich w terminach wskazanych przez redakcję. Korektę należy przeprowadzić zgodnie z instrukcją podaną we „Wskazówkach dla autorów współpracujących z IW SIMP".

---

[1]) w wyjątkowych wypadkach można je umieszczać na końcu ustępu, w którym została podana cyfra odnośnika.

Czasopisma Techniczne NOT

Tytuł czasopisma	Prenumerata		Nr. konta P.K.O.
	kwartalna	roczna	
Przegląd Techniczny	450.—	1.800.—	I—8503/113
Horyzonty Techniki	250.—	1.000.—	I—7417/112
Mechanik	400.—	1.600.—	I—624
Przegląd Mechaniczny	600.—	2.400.—	I4665
Przegląd Spawalnictwa	250.—	1.000.—	I—9437
Technika Lotnicza	200.—	800.—	I—8100
Przegląd Elektrotechniczny	300.—	1.200.—	I—4242/113
Wiadomości Elektrotechniczne	180.—	720.—	I—4242/113
Energetyka	450.—	1.800.—	I—15593
Przegląd Telekomunikacyjny	300.—	1.200.—	I—4430
Wiadomości Telekomunikacyjne . . .	150.—	600.—	I—4430
Przegląd Budowlany	675.—	2.700.—	I—1022/110
Inżynieria i Budownictwo	1000.—	3.500.—	I—1505/110
Przegląd Geodezyjny	360.—	1.440.—	I—130/110
Przemysł Chemiczny	500.—	2.000.—	I—4680/112
Przegląd Papierniczy	360.—	1.440.—	I—5595
Papiernik	150.—	600.—	I—5595
Gospodarka Wodna	300.—	1.200.—	I—1960/113
Gaz, Woda i Technika Sanitarna . . .	400.—	1.600.—	I—1133/113
Technika Morza i Wybrzeża	600.—	2.400.—	XI—5T08
Przemysł Rolny i Spożywczy	250.—	1.000.—	I—4629/113
Gazeta Cukrownicza	600.—	2.400.—	I—1544
Przemysł Drzewny	400.—	P.200.—	I—16205
Szkło i Ceramika	450.—	1.800.—	VII—731/114
Materiały Budowlane	400.—	1.500.—	I—8211